

**Diplomarbeit**

# Eiszeiten in einem einfachen Klimamodell

Tilman Rickert

MATHEMATISCH - NATURWISSENSCHAFTLICHE FAKULTÄT DER  
CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL  
ERSTELLT AM LEIBNIZ - INSTITUT FÜR MEERESWISSENSCHAFTEN  
FORSCHUNGSBEREICH 1  
- MARITIME METEOROLOGIE -



Kiel, August 2010



# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>I</b>
<b>Abstract</b>	<b>III</b>
<b>Abkürzungen</b>	<b>V</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Eiszeiten . . . . .	2
1.2. Klimamodelle . . . . .	5
1.3. GREB-Modell . . . . .	7
1.4. Rückkopplungsmechanismen . . . . .	12
1.5. Statistische Methoden . . . . .	13
<b>2. Solarer Antrieb, Milankovitch-Zyklen</b>	<b>19</b>
2.1. Exzentrizität . . . . .	21
2.2. Obliquität . . . . .	23
2.3. Präzession . . . . .	24
2.4. Resultierende Insolation . . . . .	25
<b>3. Experimente</b>	<b>31</b>
3.1. Experimentelle Methoden . . . . .	31
3.2. Experimente mit stationären Forcings . . . . .	34
3.3. Transiente Experimente . . . . .	43
<b>4. Diskussion</b>	<b>65</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>69</b>
A.1. EOF-Analysen zu Kap.3.3.3 . . . . .	69
A.2. Fortran-Code, Modell.f90 . . . . .	72
A.3. Fortran-Code, Shell.f90 . . . . .	90
A.4. k-Shell: start.com . . . . .	92
A.5. k-Shell: newstart.com . . . . .	92
<b>B. Literatur</b>	<b>95</b>
<b>Danksagung</b>	<b>101</b>
<b>Erklärung</b>	<b>103</b>





# Abbildungsverzeichnis

1.1. Relative Temperaturverläufe in °C für die letzten 450 ka: blau nach <i>EPICA Community Members</i> [2004], grün nach <i>Petit et al.</i> , [1999]. Die rote Kurve zeigt die qualitative Entwicklung des globalen Eisvolumens nach <i>Lisiecki, Raymo</i> [2005] .	3
1.2. Heutige (schwarz) und maximale Vergletscherung der quartären Glaziale (grau). Darstellung von <i>Grobes</i> , (2008) mit Eisdaten von <i>Ehlers, Gibbard</i> [2007] . . . . .	5
1.3. GREB Randbedingungen: a) Topographie, b) Gletscher-Maske, c) $T_{of}$ d) Luftfeuchte, e) atmosphärische Zirkulation, f) Wolkenbedeckung, g) Bodenfeuchte und h) Deckschichttiefe [ <i>Dommenget, Flöter</i> , 2010 eingereicht] . . . . .	8
1.4. Darstellung der $T_{of}$ -Tendenzgleichungsterme: Insolation (gelb), Austrahlung (rot), Wärme Flüsse (grün), Tiefer Ozean (zyan), weitere abgebildete Prozesse: Meereis (hellgrau), Wolken (dunkelgrau), Deckschichttiefe, Landseeverteilung . . . . .	9
1.5. Schemata von a) positivem Eis-Albedo-, b) positiven Wasserdampf- und c) negativen Ausstrahlungsfeedback (grüner Pfeil bedeutet Erhöhung oder Verstärkung, roter Pfeil Verringerung oder Abschwächung) . . . . .	12
2.1. Einstrahlungen a) im Paläontologischen Mittel (PM) der letzten 3 Ma, b) heute, c) beider Differenz, Einheit ist $W/m^2$ . . . . .	20
2.2. Einstrahlungen a) im globalen Jahresmittel für die letzten 3 Ma, b) Mittsommer-einstrahlung (Mitte Juni) bei 65°N, mittlere und heutige Werte in Grün gezeichnet	21
2.3. Schematische Darstellung der Exzentrizität [ <i>Zachos et al.</i> , 2001] . . . . .	21
2.4. EOF-Analyse für die exzentrizitätsbedingten Einstrahlungsänderungen: a) EOF1, b) PC1-Zeitreihe und absolute Exzentrizität (rechte Y-Achse), c) PC1-Spektrum mit Milankovitch-Zyklen . . . . .	22
2.5. Schematische Darstellung der Obliquität [ <i>Zachos et al.</i> , 2001] . . . . .	23
2.6. EOF-Analyse für die obliquitätsbedingten Einstrahlungsänderungen: a) EOF1, b) + d) Obliquität und PC1, c) PC1-Spektrum . . . . .	23
2.7. Schematische Darstellung der Präzession [ <i>Zachos et al.</i> , 2001] . . . . .	24
2.8. EOF-Analyse für Einstrahlungsänderung allein durch die Kombination Exzentrizität, Präzession . . . . .	26
2.9. Präzessionszyklus der Einstrahlung der vergangenen 22 ka in $W/m^2$ . . . . .	27
2.10. EOF-Analyse für die resultierende Gesamteinstrahlungsvariation, in f) sind die gestrichelten Perioden die Milankovitch-Zyklen: Schwarz Exzentrizität, blau Obliquität und rot Präzession. Das Spektrum der ersten und zweiten PC-Zeitreihe ist gleich und blau eingezeichnet. . . . .	28
2.11. Einstrahlungsanomalien von 22 ka BP bis heute, Einheit ist $W/m^2$ . . . . .	29
2.12. Spektren verschiedenartig gemittelter Einstrahlungen: a) nicht (blau), b) jahres- (rot), c) global (grün) und d) global jahresgemittelt (magenta) . . . . .	30
2.13. Landanteil in Prozent: Deutlich erkennbar: Antarktis, antarktische Zirkumpolarstrom und Peak bei 65°N . . . . .	30

3.1. Response-Entwicklungen der fünf Basisvariablen $T_{of}$ , $T_{at}$ , $T_{oz}$ (in a), $q$ und $\alpha$ (in b) im globalen Jahresmittel . . . . .	33
3.2. Beispiel-Response von Lauf 1 - 4 mit Ozean. Obere Farblegende gilt für Lauf 1 und 2, untere für 3 und 4. Einheit ist Grad Celsius . . . . .	34
3.3. RSP-Entwicklung der TM- $T_{of}$ , gestrichelt sind die Läufe ohne tiefen Ozean . . . .	34
3.4. Stationäre Forcings, relativ zur (heutigen) Kontrollklima-Einstrahlung: a) Solar-konstantenänderung um $+10W/m^2$ , b) 3 Ma Insolationenmittel, c) reale 22, d) reale 232 und d) reale 376 ka BP-Einstrahlung, in $W/m^2$ . . . . .	35
3.5. $T_{of}$ -RSP in $^{\circ}C$ für diverse Antriebe . . . . .	36
3.6. $T_{of}$ -RSP-Entwicklungen im globalen Jahresmittel in Grün von oben bei Einstrahlungserhöhungen von 50, 10 und -verminderungen um -10, -30, -35, -40 $W/m^2$ , rot um -41 und weiter in Blau um -42, -43, -44, -45, -50 $W/m^2$ ; Die zyanfarbene gestrichelte Kurve ist die am Ausgangswert gespiegelte $+10W/m^2$ Kurve, [ $^{\circ}C$ ] .	36
3.7. Absolutwerte von $T_{of}$ im Jahresmittel bei $\Delta S = -41W/m^2$ zu verschiedenen Zeiten $t$ , Einheit ist Grad Celsius . . . . .	37
3.8. $T_{of}$ -Response für PMI-Antrieb mit und ohne Rückkopplungsmechanismen in $^{\circ}C$ , Verschiedene Farblegenden! . . . . .	38
3.9. $T_{of}$ -RSP wie Abb. 3.8, nur ohne tiefen Ozean . . . . .	39
3.10. $T_{of}$ -RSP-Entwicklung in $^{\circ}C$ , Färbung siehe Legende. Gestrichelte Zeitreihen sind ohne tiefen Ozean berechnet. . . . .	39
3.11. $T_{of}$ -RSP auf 22 ka BP-Einstrahlungs-FRC nach 10, 30, 80 und 1000 Jahren, [ $^{\circ}C$ ] .	40
3.12. EOF-Analyse für $T_{of}$ -RSP von 22 ka BP Experiment: Zeitserien sind in Standardabweichungen, Eigenwerte in erklärter Varianz [%] angegeben . . . . .	41
3.13. $T_{of}$ -RSP in $^{\circ}C$ : a) 376 und b) 232 ka BP - Einstrahlungsexperiment . . . . .	42
3.14. EOF-Analyse des 232 ka BP-Experiments: Zeitserien sind in Standardabweichungen, Eigenwerte in erklärter Varianz [%] angegeben . . . . .	43
3.15. Zeitentwicklung der 232-ka BP-RSP: nach 10, 40 und 300 Jahren, [ $^{\circ}C$ ] . . . . .	44
3.16. a) TM der $T_{of}$ für verschiedene Perioden: 200a in Zyan, 1000a in Rot, 2000a in Grün und 4000a in Blau, FRC-Amplitude ist $5W/m^2$ , b-e) Formvergleich von FRC (rot) und RSP-Kurve (blau) der verschiedenen Perioden. . . . .	45
3.17. Normierte, globale Jahresmitteloberflächentemperatur verschiedener Modellläufe mit $P = 4ka$ : a) Standardlauf mit $\Delta S = 5W/m^2$ , b) ohne Eisfeedback mit $\Delta S = 8.5W/m^2$ , c) ohne Wasserdampffeedback mit $\Delta S = 45W/m^2$ , d) ohne Dampf- und Eisfeedbacks mit $\Delta S = 53.3W/m^2$ ; Das sinusoidale Forcing ist jeweils schwarzgestrichelt dargestellt. . . . .	46
3.18. Wie oben, nur Temperaturkurven für Winter (DJF) der Nordhemisphäre ( $50-70^{\circ}N$ ) .	46
3.19. Momentaufnahmen verschiedener, chaotischer Forcings: a) weißes oder rotes, b) saisonales und c) Solarkonstantenrauschen [ $W/m^2$ ], nähere Beschreibung im Text, d) Zeitreihe der globalen Jahresmitteleinstrahlung für das weiße (blaue Kurve) und rote Rauschen (rote Kurve) . . . . .	47
3.20. Kreuzspektralanalyse für weißes FRC und RSP: a) Absolutwertzeitserien von Einstrahlung und TM-Oberflächentemperatur, b) FRC-(rot), RSP-(grün) und Kreuzspektrum (blau), c) Phase und d) Kohärenz . . . . .	48
3.21. Normierte Zeitserien von FRC (rot) und RSP (blau), oben TM, mittig DJF und unten JJA für Nord- und Südhemisphäre (jeweils $50-70^{\circ}$ ) . . . . .	49
3.22. EOF-Analyse der Response des weißen Rauschen Experiment . . . . .	50
3.23. wie Abb. 3.20, nur für rosa Rauschen . . . . .	51

3.24. wie Abb. 3.21, nur für rosa Rauschen . . . . .	51
3.25. EOF-Analyse zum rosa Rauschen Response . . . . .	52
3.26. Wie Abb. 3.20, nur für saisonales Rauschen . . . . .	53
3.27. Wie Abb. 3.21, nur für saisonales Rauschen . . . . .	54
3.28. Anomalien für NH-Sommer- (rot) und NH-Winterinsolation (blau) in $W/m^2$ und für TM-RSP- $T_{of}$ (schwarz) in $^{\circ}C$ . . . . .	54
3.29. Mittwintereinstrahlung (Mitte Dezember) bei $65^{\circ}N$ , mittlere und heutige Werte in Grün eingezeichnet . . . . .	55
3.30. Erste EOF-Muster zu saisonalen (links) und faktoriellen Forcing (rechts) . . . . .	55
3.31. wie Abb. 3.20, nur für solares Rauschen . . . . .	56
3.32. wie Abb. 3.21, nur für solares Rauschen . . . . .	57
3.33. Einstrahlungsforcing und Standardlaufresponse der vergangenen 400 ka: a) Globales Jahresmittel der Einstrahlung (rot) und der Oberflächentemperatur (blau), b) Spektren von Insolation (rot) und Temperatur (blau) in doppeltlogarithmischer und c) semilogarithmischer Darstellung . . . . .	58
3.34. Standard-Modellsimulation der vergangenen 400 ka: a) Südsommereinstrahlung auf SH (rot) und entsprechende Oberflächentemperatur (blau), b) Spektren von Insolation (rot) und Temperatur (blau), c) Phasenversatz und d) Kohärenz; e)-h) wie a)-d), nur für Südwinter; Wenn der Phasenversatz kleiner als $0^{\circ}$ , folgt SCN dem FRC, wenn größer, dann umgekehrt. . . . .	59
3.35. Insolationen der letzten 1000 ka gemittelt: a) Jahresmittel auf NH (rot) und SH (blau), b) Sommer- (rot) und Wintereinstrahlung (blau) auf SH . . . . .	59
3.36. Wie Abb. 3.34, nur für Lauf ohne Eis-Albedo- und Wasserdampffeedback . . . . .	60
3.37. Wie Abb. 3.34, nur für Nordhemisphäre . . . . .	60
3.38. Wie Abb. 3.34, nur für Nordhemisphäre und ohne Eis-Albedo- und Wasserdampf-feedback . . . . .	61
3.39. SCN-Jahresmittelvergleich zwischen NH (rot) und SH (blau): a) Oberflächentemperaturen, b) Spektren . . . . .	61
3.40. Jahresmittel EOF-Analyse des 400 ka - Response. PCs sind in Standardabweichungen, Eigenwerte in erklärter Varianz angegeben. . . . .	62
3.41. Wie Abb. 3.39, aber ohne Feedbacks . . . . .	63
3.42. SCN Vergleich mit Vostokdaten: a) Globale Jahresmittel Oberflächentemperaturanomalien des Modells (schwarz), hoch- (rot) und tiefpassgefiltert (blau) mit einer Schnittfrequenz von 30 ka, b) farblich entsprechendes Spektrum, c) analog gefärbte und gefilterte Vostokdaten und d) zugehöriges Spektrum. . . . .	63
3.43. Normierte Zeitserien von Vostok- und GREB-Modell-Datensatz: a) im Original, b) tief- und c) hochpassgefiltert, die entsprechenden Korrelationen sind oben rechts notiert . . . . .	64
A.1. EOF-Analyse des 400 ka - Nordsommerresponses (JJA). PCs sind in Standardabweichungen, Eigenwerte in erklärter Varianz angegeben. . . . .	69
A.2. Wie Abb. A.1, aber für den Nordwinterresponse (DJF) . . . . .	70
A.3. Jahresmittel EOF-Analyse des 400 ka - Response ohne Feedbacks. PCs sind in Standardabweichungen, Eigenwerte in erklärter Varianz angegeben. . . . .	70
A.4. Wie Abb. A.3, aber für den Nordsommerresponse (JJA) . . . . .	71
A.5. Wie Abb. A.3, aber für den Nordwinterresponse (DJF) . . . . .	71



# Tabellenverzeichnis

1.1.	Bezeichnungen und Determination der vergangenen Kalt- und Warmzeiten (Glaziale und Interglaziale) in Norddeutschland [ <i>Litt et al.</i> , 2007]	4
1.2.	Wesentliche Klimaprozesse des GREB-Modell	7
1.3.	Modellalbedowerte	10
1.4.	Direkt definiert Gesamtalbedowerte	11
3.1.	Typisches Experiment mit 8 Szenarien und ihre berücksichtigten Prozesse und Feedbacks	32
3.2.	Kontrolllaufausgangswerte im globalen Jahresmittel (abgekürzt: TM): Oberflächen-, Atmosphären- und Ozeantemperatur $T_{of}$ , $T_{at}$ , $T_{oz}$ sowie von spezifischer Feuchte $q$ und Albedo $\alpha$	33



# Zusammenfassung

Diese Arbeit befasst sich mit der Weiterentwicklung des Globally Resolved Energy Balance Model (GREB) [Dommenget, Floeter, 2010 eingereicht] zur Untersuchung von Fragestellungen auf Zeitskalen von Jahrtausenden bis Jahrhunderttausenden. Dafür werden zunächst diverse Analysen über die solare Einstrahlung und der ihr zu Grunde liegenden Milankovitch Theorie [Milankovitch, 1941] durchgeführt. Im Anschluss daran wird das Modell mit verschiedenen, teils realen, teils fiktiven Einstrahlungsmustern angetrieben und die Responses mit diversen statistischen Methoden analysiert, um letzten Endes ein Urteil über die Fähigkeiten und Möglichkeiten des GREB-Modells zu formulieren.

Das konzeptuelle GREB Modell reduziert das Klima auf seine wesentlichen Prozesse, wie solare Ein- und terrestrische Ausstrahlung, Meereisentwicklung, Eis-Albedo- und Wasserdampffeedbacks etc. pp. Diese Prozesse werden mit zum Teils sehr stark vereinfachten Formeln umschrieben und machen das Modell effizient und schnell. Es hat kein Eisschildmodell und einen fix atmosphärischen  $CO_2$ -Wert von 280 ppm.

Die Milankovitch-Zyklen der Exzentrizität, Obliquität und Präzession werden auf Basis der nach Berger [1978] berechneten Einstrahlungsmuster der vergangenen drei Millionen Jahre mittels Spektral- und EOF-Analyse (Empirische Orthogonale Funktionen) untersucht. Dazu werden sie weitestgehend isoliert betrachtet, um zunächst die Auswirkungen der einzelnen Zyklen zu erforschen. Die EOF-Analyse der kombinierten Zyklen, also der realen Einstrahlung [Berger, 1978], dass sich die wichtigsten Einstrahlungsvariationen durch Präzession und Exzentrizität erklären und die Obliquität nur noch 2.5% der Varianz erklärt. Weitergehend wird untersucht, welche Effekte globale, zonale und saisonale Einstrahlungsmittlungen auf die Frequenz der Variationen haben.

Im Experimentaltail werden Modellläufe mit diversen Einstrahlungen durchgeführt und analysiert, wie das Modellklima reagiert. Die Bandbreite von verwendeten Einstrahlungen geht von der einfachen Variation der Solarkonstante um verschiedene Werte über chaotische Änderungen in der Stärke der Jahreszeiten bis hin zur Zeitreihe der realen Einstrahlungsmuster nach Berger [1978] und Berger und Loutre [1991]. Für das letzte glaziale Maximum bei 22 ka BP (20.000 Jahre vor heute) berechnet das GREB-Modell eine schwache globale Abkühlung, die polar am stärksten ist. Sonst gibt es aber im Vergleich mit einem komplexen Zirkulationsmodell [Kutzbach et al., 1998] kaum Ähnlichkeiten im Ergebnis. Ein Vergleich der paläontologisch rekonstruierten Temperaturkurve der letzten 400 ka von Petit et al. [1999] mit der entsprechend simulierten Kurve ergibt eine zu hohe Sensitivität des GREB-Modells, eine andere Periodizität von 40 statt 100 ka und eine trotzdem gute Korrelation von 0.65 in den tiefen Frequenzen (Perioden über 70 ka). Weitere Themen sind der Zusammenhang zwischen Saisonalität und globaler Mitteltemperatur und die Dominanz der Sommereinstrahlung bei 65°N.





# Abstract

This study reports on further development of the Globally Resolved Energy Balance Model (GREB) [Dommenget, Flöter, 2010 submitted] for paleoanalysis on timescales between millennia and hundred thousands of years. For that purpose, the incoming solar radiation and its underlying Milankovitch theory [Milankovitch, 1941] have been analyzed. Subsequently, various experiments have been carried out, forced by different, fictitious and real insolation patterns. The outcomes have been analyzed by statistical methods in order to judge the model by its capacities and possibilities.

The conceptual GREB-Model reduces the Earth's climate to a hand full of its most important processes, such as incoming shortwave and outgoing long-wave radiation, sea ice, ice albedo and water vapor feedbacks, etc pp. These processes are described by a set of highly reduced bulk formulas and result in an efficient and fast, conceptual model. It don't feature ice sheet dynamics and has only a fix atmospheric carbon dioxide concentration.

The Milankovitch cycles of eccentricity, obliquity and precession are statistically examined based on the insolation patterns calculated as Berger [1978] for the last 3 million years. They has been individually analyzed by EOF- and spectral Analysis, both individually and altogether. Hence, the most variance is explained by precession and eccentricity, the obliquity only explains 2.5% of the variance. Furthermore, the effects of global, zonal and annual averaging on the frequencies of the insolation variations are studied.

The experimental part contains model runs with divers insolation forcings varying from simple reductions of the solar constant via chaotic strengths in seasonality to the real time serie of real insolation patterns, calculated as Berger [1978] and Berger and Loutre [1991]. For the last glacial maximum (22 kyr BP, i. e. 22.000 years before present), GREB calculates a weak global cooling, that is stronger at the poles. Otherwise there are no more similarities to the calculation of a complex circulation model [Kutzbach et al., 1998]. In comparison to temperature data from a paleo-reconstruction of the past 400 kyr [Petit et al., 1999], the accordingly GREB-simulated curve shows a too high sensitivity, a periodicity of 40 instead of 100 kyr, but nevertheless a quite good correlation of 0.65 at low frequencies (periods above 70 kyr). Further topics are the linkage between seasonality and global mean temperature and the dominance of the summer insolation at 65°N.



# Abkürzungen

$\alpha$	Albedo
a	Jahre (lateinisch: annus)
Abb	Abbildung
AM	Jahresmittel
BP	vor heute (engl.: Before Present)
CTL	Kontrolllauf
DJF	Dezember, Januar, Februar
EBM	Energy Balance Model
EMIC	Earth system model of intermediate complexity
EOF	Muster der Hauptkomponentenanalyse
FRC	Forcing, Antrieb
GCM	General Circulation Model
GM	Globales Mittel
JJA	Juni, Juli, August
ka	Jahrtausend
Kap	Kapitel
LGM	Letztes Glaziale Maximum bei ca. 21 ka BP
Ma	Jahrmillionen
MAM	März, April, Mai
NH	Nordhemisphäre
OF	Oberfläche
PC	Hauptkomponentenzeitserie
PM	Paläontologisches Mittel (über die letzten 3 Ma)
PMI	Paläonologisch gemittelte Insolation
$q$	Spezifische Luftfeuchte
RSP	Response
SCN	Szenario, Szenariolauf, RSP-Entwicklung
SH	Südhemisphäre
SON	September, Oktober, November
STD	Standardabweichung (auch STDV, STDW, Std.-Abw.)
$T_{at}$	Atmosphärentemperatur
$T_{of}$	Oberflächentemperatur
$T_{oz}$	Ozeantemperatur
TM	Totales Mittel, globales Jahresmittel



# 1. Einleitung

Les cieux même ont varié, et toutes les choses de l'univers physique sont comme celles du monde moral, dans un mouvement continu de variations successifs. de Buffon, *Epoques de la Natures*, 1778

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Fortentwicklung eines einfachen Klimamodells zur Untersuchung von Klimaveränderungen auf Zeitskalen von Jahrtausenden bis Jahrmillionen. Dafür erstmals im Einsatz ist das Globally Resolved Energy Balance Modell, kurz GREB-Modell [Dommenget, Flöter, 2010 eingereicht], das im vergangenen Jahr neugeschrieben wurde und im Laufe dieser Arbeit für die Benutzung auf solchen Zeitskalen angepasst und erweitert wurde. Es beschränkt sich auf die wichtigsten klimatischen Prozesse und Feedbacks, die zum Teil stark vereinfacht und parametrisiert wurden, sodass eine schnelle Berechnung von bis zu 86.000 Jahren pro Rechentag und ein 1-Million-Jahre-Lauf in zwei Wochen möglich ist. Dass konzeptuelle Modelle mit starken physikalischen Vereinfachungen gute und realitätsnahe Ergebnisse liefern können, ist zum Beispiel in *North* [1988] oder *Gal-Chen und Schneider* [1975] diskutiert. Ohne die Erkenntnisse der konzeptuellen Modelle und Energie Bilanz Modelle (EBMs) wären die Ergebnisse der hochkomplexen, gekoppelten Ozean-Atmosphären-Zirkulations Modelle (AOGCMs) kaum zu interpretieren. Vergleichbare Modelle, vor allem die Earth system models of intermediate complexity (EMICs), rechnen oft mit noch immer komplexen Zirkulations- und Biosphärenmodellen und meist weitaus langsamer. Von 13 verglichenen Modellen [Claussen, 2005] rechnet nur eines mit ähnlicher Geschwindigkeit. Alle anderen haben einen höheren Rechenzeitbedarf und liefern meist gröber aufgelöste Ergebnisse. Wie macht sich das GREB-Modell in der Praxis, wie gut sind seine Ergebnisse? Erbringt das Modell unter entsprechenden orbitalen Veränderungen Eiszeiten? Wie stark sind sie und wann treten sie auf? Lassen sich die bekannten Eiszeittheorien bestätigen oder vielleicht neue aufstellen?

Im folgenden ersten Kapitel wird zunächst kurz die Historie der Eiszeitforschung und der Klimageschichte selbst angerissen: Welche Eiszeiten gab es, welche Auswirkungen hatten sie, wo stehen wir heute? Im Anschluß werden Klimamodelle im Allgemeinen und das GREB-Modell im Speziellen vorgestellt. Dabei wird auf die Entwicklung der Klimamodellierung eingegangen und das GREB-Modell im großen Feld der Klimamodellierung zwischen EBM, EMICs und Zirkulationsmodellen (GCMs) eingeordnet. Es wird geklärt, auf welchen Variablen und Gleichungen die GREB-Berechnungen basieren und welche Prozesse wie berechnet werden. Positive und negative Rückkopplungsmechanismen des Klimas werden vorgestellt und verwendete statistische Methoden erläutert.

Im zweiten Kapitel wird der Antrieb des Modells, die solare Einstrahlung genauer untersucht. Die zyklischen Veränderungen in der Einstrahlung werden durch leichte Variationen in den orbitalen Parametern der Exzentrizität, der Obliquität und der Präzession verursacht [Milankovitch, 1941], die auf Gravitationskräfte anderer Planeten zurückzuführen sind [Muller, MacDonald, 2000]. Diese Milankovitch-Zyklen haben kaum Auswirkungen auf den Betrag der solaren Gesamteinstrahlung,

doch sie variieren den Einstrahlungsbetrag der Hemisphären und der Jahreszeiten. Resultieren diese Veränderungen in warmen Wintern [Geiger, 1944] und kühlen Sommern [Köppen, Wegener, 1924; Milankovitch, 1930] kommt es zur Kaltzeit. Die Untersuchungen sollen erörtern, welche Frequenzen und welche regionalen und saisonalen Auswirkungen die einzelnen Zyklen haben und inwiefern sie von einander abhängen. Wie stark sind die Auswirkungen relativ zu einander und welchen Effekt haben globale oder zonale Mittlung? EOF- und Frequenzanalysen der zyklischen Einstrahlungsveränderungen liefern die Antworten.

Das dritte Kapitel beinhaltet den Experimentaltel: Zunächst wird die heutige Einstrahlung durch verschiedene, zeitlich konstante Einstrahlungsmuster ersetzt. So wird die Solarkonstante variiert und Einstrahlungsmuster vergangener Jahrtausende (20.000, 376.000, 232.000 vor heute) verwendet. Senkt sich die globale Mitteltemperatur und falls ja, wie sehen die Abkühlungsmuster aus? Gibt es Ähnlichkeiten zu analogen Läufen komplexen Zirkulationsmodellen [Kutzbach *et al.*, 1998] Dann werden dem Modell transiente Antriebe auferlegt, d. h. Einstrahlungsmuster, die sich mit jedem Jahrtausend ändern: Zu Beginn wird wieder die Solarkonstante geändert, dieses Mal zyklisch, um zu klären, ob das Modellklima der exakten Antriebskurve folgt, ob es eine feste Verzögerung gibt und ob es symmetrisch reagiert, d. h., ob es auf eine Verringerung der Einstrahlung betraglich gleich reagiert, wie auf eine Einstrahlungserhöhung. Die verrauschten Einstrahlungsversuche sollen untersuchen, ob dass Antwortmuster darauf ebenfalls verrauscht ist und ob es vielleicht Eigenfrequenzen im Modell gibt, die angeregt werden. Zum Ende wird das Modell mit dem real variierenden Einstrahlungsmuster angetrieben, um im Vergleich zu Eisbohrkerndaten [Petit *et al.*, 1999] ein Urteil über die Fähigkeiten und Optionen des Modells zu fällen. Die Ergebnisse werden erläutert und im vierten Kapitel diskutiert.

## 1.1. Eiszeiten

Eiszeiten sind die wichtigsten und dramatischsten Klimaveränderungen der Vergangenheit: Zeitweilig war fast der gesamte Globus mit Eis und Schnee bedeckt [Kirschvink, 1992; Hoffman *et al.*, 1998; Hoffman, Schrag 2002], zu anderen Zeiten war die Erde komplett eisfrei [Frakes *et al.*, 1992; Veizer *et al.*, 2000; Veizer *et al.*, 1999]. Heutige Landschaften, insbesondere auch in Schleswig Holstein, sind geprägt und geformt von den Eispanzern der Kaltzeiten, Berge wurden abgetragen und angehäuft [Ehlers, 1994; Penck, 1882], Meere aufgestaut oder trockengelegt [Küster, 2002]. Menschen sind seit jeher von dieser unbändigen Urgewalt des Klimas fasziniert und die Wissenschaft seit Mitte des 19. Jahrhunderts an den Ursachen und Wirkungsweisen der Eiszeiten interessiert. Buckland [1823] noch suchte die Ursache für erratische Blöcke und geologische Funde noch in der Sintflut und prägte den Namen Diluvium (lat.: Überschwemmung) für das heutige Pleistozän. Schimper hielt 1835-36 Vorträge über Wetsommer und Weltwinter und prägte ab 1837 den Begriff der 'Eiszeit'. Adhémar [1842] erwähnt erstmals die Erdbahnelemente als mögliche Eiszeitursachen, Croll [1875] greift diese Idee auf und entwickelt sie weiter.

Eine Eiszeit ist heute ihrer fachsprachlichen Definition nach gleichzusetzen mit einem Eiszeitalter, bezeichnet also die Phasen der Erdgeschichte, in denen zumindest ein Pol vergletschert ist und beinhaltet sowohl die Kalt- als auch die Warmzeiten, auch Glaziale und Interglaziale genannt [Murawski, Meyer, 2004]. Dieser Definition nach befinden wir uns seit circa 30 Millionen Jahren in der aktuell anhaltenden Eiszeit, da seit dem der Südpol vergletschert ist [Wise *et al.*, 1991].

Erdgeschichtlich wird in dieser Arbeit aber kaum über das Quartär hinausgegangen, das vor knapp 2,6 Millionen Jahren mit der Vereisung der Arktis eingeläutet wurde [Rio et al., 1998; Gradstein et al., 2004; Haug, 2005] und bis heute anhält. Es wird gewöhnlich eingeteilt in die geologischen Serien Pleistozän und Holozän, wobei das Holozän 11.7 ka BP beginnt [Walker, 2008]. Die Gründe für die pleistozäne Vereisung werden in externe, geologische, interne und Zufallsfaktoren unterteilt (aus Bryant [1997]):

- Die externen Faktoren wirken von außerhalb auf das Erde-Atmosphärensystem und sind meist zyklisch (Milankovitch-Zyklen) können aber allein nicht die hohen Temperaturunterschiede zwischen Glazial und Interglazial erklären.
- Geologische Faktoren erklären die pleistozäne Abkühlung, verursachen aber keine zyklischen Veränderungen.
- Interne Faktoren, Selbstverstärkungs- und -abschwächungsprozesse sind komplex, aber bieten bislang kombiniert mit den externen Faktoren die beste Erklärung für Determination, Amplitude und Zyklizität der Kaltzeiten.
- Zufallsfaktoren verantworten plötzliche Systemwechsel, chaotische Fluktuationen, zum Beispiel: Vulkanismus.

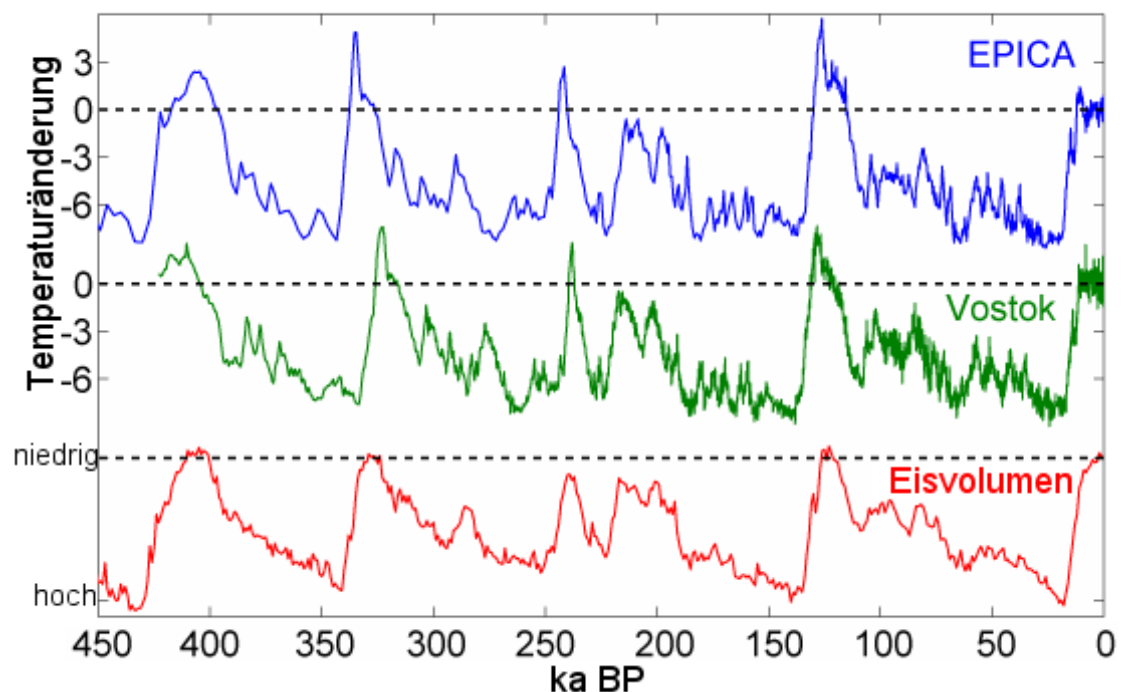


Abbildung 1.1.: Relative Temperaturverläufe in °C für die letzten 450 ka: blau nach *EPICA Community Members* [2004], grün nach *Petit et al.*, [1999]. Die rote Kurve zeigt die qualitative Entwicklung des globalen Eisvolumens nach *Lisiecki, Raymo* [2005]

Der klare Fokus liegt in dieser Arbeit aber insbesondere auf den vergangenen 400.000 Jahren, zu denen Eisbohrkerndaten bezüglich der Temperaturentwicklung vorliegen: Abb. 1.1 zeigt Temperaturverläufe und globale Eisvolumen verschiedener Quellen. Bei den Vostok und EPICA Datensätzen [Petit *et al.*, 1999; EPICA Community Members, 2004], in der Abbildung grün und blau dargestellt, wird das in antarktischen Eisbohrkernen eingeschlossene Deuterium Isotopenverhältnis als Proxy zur Bestimmung der Veränderung der Oberflächentemperatur genutzt und je nach Fundtiefe zeitlich eingeordnet. Grundlegend dafür ist der Zusammenhang zwischen Ozean-

Elster-Kaltzeit	ab 400 ka vor heute
Holstein-Warmzeit	ab 320 ka vor heute
Saale-Kaltzeit	ab 300 ka vor heute
Eem-Warmzeit	ab 126 ka vor heute
Weichsel-Kaltzeit	ab 115 ka vor heute
Holozän-Warmzeit	ab 11 ka vor heute

Tabelle 1.1.: Bezeichnungen und Determination der vergangenen Kalt- und Warmzeiten (Glaziale und Interglaziale) in Norddeutschland [Litt *et al.*, 2007]

temperatur und Anteil von Deuterium im Ozeanwasser, das in den südlichen Ozeanen verdampft und als Schnee im antarktischen Eispanzer konserviert wird. Das globale Eisvolumen (rot) wird aus Sedimentbohrkernen bestimmt [Lisiecki, Raymo, 2005]. Es wird angenommen, dass die Temperaturentwicklung am Äquator qualitativ ähnlich, doch betraglich schwächer war. Die heutigen Werte sind schwarz gestrichelt. Ins Auge fallen drei Eigenschaften der Kurven:

- Die Korrelation von Eisvolumen und Temperaturverläufen bestärkt die Annahme, dass die Kurven stellvertretend für die qualitative globale Klimaentwicklung betrachtet werden können.
- Es gibt fünf wärmere, relativ zu den kälteren kurze Phasen um 400, 300, 200, 100 und 0 ka, die als Interglaziale bezeichnet werden. Ihre sogenannte 'Determination', die Festlegung, wann genau sie eintraten und endeten, ist wie auch ihre Namensgebung regional unterschiedlich. Die norddeutschen Namen und Determinationen sind nach Litt *et al.* [2007] in Tabelle 1.1 aufgelistet. Namegebend sind für die Kaltzeiten oft Flüsse, bis zu denen der arktische Eispanzer zeitweise vordrang.
- Die Sägezahnform der Kurven, die auf eine langsame Abkühlung und eine relativ rasche Erwärmung hindeutet, die häufig interpretiert wird als langwierige Eisakkumulationszeit und dramatisches Abschmelzen der (subpolaren) Vergletscherungen.

Die Periodizität von rund 100.000 Jahren gibt es 'erst' seit gut einer Millionen Jahren. Davor gab es einen stärkeren 40 ka Zyklus. Der Wechsel von 40 zu 100 ka Zyklus ist Teil des wissenschaftlichen Diskurses, zum Beispiel in Ruddiman *et al.* [1986] und [1986], an dieser Stelle aber nicht weiter von Interesse.

Die quartär maximale (grauschattiert) und heutige Eisausdehnung (schwarz) an Nord- und Südpol sind in Abb. 1.2 abgebildet [Ehlers, Gibbard, 2007]: Die Fläche des nordamerikanischen Inlandeises der maximalen Vereisungen im Pleistozän übertraf die der heute vereisten Antarktis. Deutschland war bis zu den Mittelgebirgen vergletschert. Das Maximum der letzten Vereisung



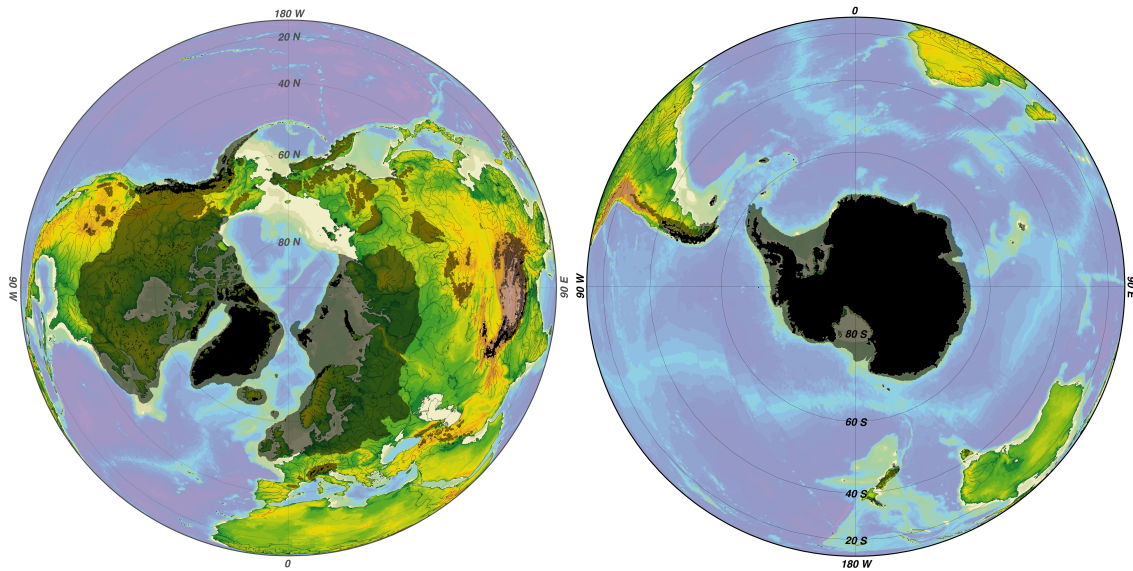


Abbildung 1.2.: Heutige (schwarz) und maximale Vergletscherung der quartären Glaziale (grau). Darstellung von *Grobes*, (2008) mit Eisdaten von *Ehlers, Gibbard* [2007]

liegt bei etwa 20.000 Jahren vor heute, im Folgenden wird auch die Bezeichnung 20 BP verwendet (BP steht dabei abgekürzt für das englische 'Before Present'). Die Folgen waren damals durch ein Absenken des Meeresspiegels um etwa 120-135 Meter im Vergleich zu heute ein größtenteils trockenes Nordseebecken [Clark, 2002] und die Beheimatung des Eisbären in Norddeutschland [Post, 2005]. Die Ausdehnung der Gletscher in den vorherigen Saale und Elster-Kaltzeiten war aber deutlich größer als die in der Weichseleiszeit [Hohl, 1985].

## 1.2. Klimamodelle

Klimaprognosen sind gerade in den heutigen, globalisierten Zeiten gefragt wie nie zuvor, beeinflussen volkswirtschaftliche und politische Entscheidungen und sind stets Gegenstand des medialen und wissenschaftlichen Diskurs, zum Beispiel im vierten Sachstandsbericht des IPCC [2007]. Sie basieren meist auf den höchstkomplexen Berechnungen von Dutzenden von Klimamodellen, die zusammen eine Spannweite möglicher Klimaentwicklungen aufzeigen, und so eine Prognose erlauben. In aktuellen Zirkulationsmodellen, wie zum Beispiel dem ECHAM5 vom Hamburger Max Planck Institut [Roeckner et al., 2003] oder dem HadGEM1 vom britischen Hadley Institute, Exeter [Martin et al., 2006] sind viele Kreisläufe und Rückkopplungen berücksichtigt, die zum Teil ineinander greifen und so der Komplexität des wahren Klimas nahe zu kommen versuchen. Wie weit die Prognosen von der 'wahren' Zukunft abweichen, lässt sich statistisch abschätzen, exakt zeigen wird sich die Güte der Prognose aber immer erst mit der Zukunft selbst. Nach North [1975] und Gal-Chen, Schneider [1975] lassen sich Klimamodelle nach ihren geometrischen Dimensionen klassifizieren:

Klassische Energie Bilanzmodelle (abgekürzt: EBM), wie von *Budyko* [1969] und *Sellers* [1968] werden als nulldimensional bezeichnet. Sie mitteln die Erdoberfläche meridional und zonal und betrachten die Energiebilanz im Jahresmittel, basierend auf solarer Einstrahlung und infraroter

Ausstrahlung. Eine Übersicht über EBMs bietet *Schneider und Dickenson* [1974], *North et al.* [1981] und *North* [1988]. Ein einfaches Bilanzmodell ist

$$(1 - \alpha) \cdot S_0 = 4\varepsilon\sigma T^4, \quad (1.1)$$

wobei die Einstrahlung der Sonne der Ausstrahlung der Erde gleichgesetzt und mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz in eine konstante Strahlungstemperatur  $T$  der Erde umgerechnet wird.  $S_0 = 1367 \text{ W/m}^2$  ist die Solarkonstante, die Einstrahlung pro Einheitsfläche,  $\alpha = 0.3$  ist die gemittelte Erdalbedo [Goode et al., 2001],  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ J} \cdot / \text{K}^4 \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}$  ist die Stefan-Boltzmann Konstante und  $\varepsilon = 0.612$  die effektive Emissivität der Erde, die den Treibhauseffekt berücksichtigt. Dieses einfache Modell liefert schon eine Oberflächentemperatur von  $T = 15^\circ\text{C}$  und eine grobe Vorstellung von möglichen Auswirkungen von Albedoerhöhungen oder Einstrahlungsabschwächungen. Es gibt aber keinen Aufschluß über regionale oder saisonale Ausdehnung zum Beispiel von Erwärmungen oder Abkühlungen.

Eine Erweiterung dieser Strahlungsmodelle um Konvektion mündet in den eindimensionalen Säulenmodellen, die aus verschiedenen vertikalen Luftschichten bestehen und die einzelnen Schichten mit einander interagieren lassen. *Adem* [1970] parametrisierte erstmals mit horizontalen Austauschkoeffizienten die horizontalen atmosphärischen und ozeanischen Wärmetransporte als Übergang zu den zunächst noch zweidimensionalen, nur noch zonalgemittelten Modellen. Diese erlauben weitergehend schon eine Unterscheidung der Randbedingungen und der Ergebnisse in polar und äquatorial (zum Beispiel: Albedo) und auch meridionale Wärme Flüsse. Aber erst die dreidimensionalen Modelle können realgetreue Landverteilungen und Zirkulationsmuster abbilden und liefern. Sie werden GCMs (Englisch für General Circulation Model) genannt und enthalten als vierte Dimension die Zeit. Sie diskretisieren die Gleichungen für Fluidbewegungen und Energietransfer und integrieren sie, müssen aber subskalige Prozesse, wie Wolkenbildung und Konvektion parametrisieren, so genutzt von *Manabe et al.* [1991] und *Meehl et al.* [2007]. Der Kopplung von Ozean- und Atmosphärenmodell zu AOGCMs folgten viele Erweiterungen um kryo-, litho- und biosphärische Prozesse und Rückkopplungen, sodass die großen, komplexen Modelle heute als Erdsystemmodelle bezeichnet werden. Ihr Ziel ist die möglichst realgetreue Nachbildung der bekannten Klimaprozesse und - Rückkopplungen. Der mit der Komplexität stets wachsende Bedarf an Rechenzeit geht einher mit dem steigenden Bedarf an Rechenzeit für die Interpretation der Ergebnisse, die häufig nur mit hohem statistischen Aufwand gelingen kann. Ohne die Ergebnisse der kleinen, einfachen Modelle wäre eine Interpretation der komplexeren kaum möglich.

Die große Vorteile der einfachen Modelle bleiben allerdings, dass die Rechnungen weniger zeitintensiv sind, die Ergebnisse leichter interpretiert und Fehler schneller gefunden werden können. Daher erfolgt zeitgleich die Entwicklung von EMICs (Earth-system Models of Intermediate Complexity), vereinfachte, abgespeckte Versionen der großen AOGCMs. Sie erlauben schnellere Berechnungen nur mit den notwendigen und studienspezifisch relevanten Prozessen, liefern aber auch nur grob aufgelöste, prinzipielle Erkenntnisse. Da sie nur eine simplifizierte Welt darstellen, hegen diese Modelle sie kaum den Anspruch, die Zukunft möglichst exakt zu prognostizieren als viel mehr die Physik und die grundlegenden Strukturen des Erdsystems zu verstehen und zu erklären. Durch die verminderte Zahl an Variablen und Prozessen und ein einfaches Baukastenprinzip lässt sich das Klima Prozess für Prozess aufbauen und somit die Relevanz der einzelnen Prozesse untersuchen. Ihre Rechenzeit ist bei weitem geringer als die der komplexen GCMs und ermöglicht somit auch Langzeitmodellierungen über Jahrtausende hinweg. Ein so verbessertes Verständnis der vergangenen Klimaänderung und des Klimas an sich führt zu letztendlich zu leistungsfähigeren

Modellen und damit zu besseren Prognosen. Einen guten Überblick über EMICs liefert *Claussen* [2002].

Das hier verwendete, konzeptuelle 'Globally Resolved Energy Balance' Modell, kurz GREB-Modell [*Dommenget, Flöter*, 2010 eingereicht] lässt sich am besten zwischen den EMICs und den einfachen EBMs einordnen. Wie der Name schon verrät ist es eher ein einfaches EBM als ein Erdsystemmodell und rechnet auf Grund der starken Verinfachungen und der geringen Anzahl an Prozessen zum Teil erheblich schneller als die meisten EMICs [*Claussen*, 2005]. Diese Schnelligkeit lässt es zu, lange Läufe von einer Millionen Jahre in zwei Wochen zu rechnen und derartige Langzeitstudien im zeitlich engbegrenzten Rahmen einer Diplomarbeit zu untersuchen. Im folgenden Abschnitt wird das GREB-Modell mit seinen wichtigsten Prozessen vorgestellt.

### 1.3. GREB-Modell

Das Globally Resolved impliziert die Berechnung der Energie Bilanz für jeden Punkt der auf dem globalen 3.75 Grad Gitter (96x48 Gitterpunkte); der entsprechende Fortran-Code ist im Anhang zu finden. Die im GREB-Modell berücksichtigten Prozesse berechnen sich mit stark vereinfachten Faustformeln und Abschätzungen und sind in der Tab. 1.2 aufgeführt. 'Konstant' steht dabei

variabel	konstant
Langwellige Ausstrahlung	Kurzwellige Einstrahlung
Meereis	Wolken*
Albedo	Topographie*
Atmosphär. Wasserdampf*	Gletscher*
Tiefer Ozean	Atmosphär. Zirkulation*
Latente Wärme	Kohlenstoffdioxid
Sensible Wärme	Deckschichttiefe*
Advektion	Bodenfeuchte*
Diffusion	Flusskorrektur

Tabelle 1.2.: Wesentliche Klimaprozesse des GREB-Modell

auch für aus Klimatologien entnommene oder ähnlich zyklisch konstante Werte. Die mit einem \* versehenen, wesentlichen Randbedingungen sind in Abb. 1.3 dargestellt. Einfache Klimamodelle, wie auch das vorliegende, sind in der Regeln nicht in der Lage, den mittleren Zustand des Klimas mit ausreichender Genauigkeit simulieren zu können. Gewöhnlich werden Parameter empirisch nachjustiert oder eine Flusskorrektur berechnet, um die Abweichungen vom realen Klima zu minimieren. Die Flusskorrektur ist im GREB-Modell so berechnet, dass das Kontrollklima des Modells immer dem mittleren Zustand des realen Klimas entspricht. Diese Flusskorrektur wird bei jedem Experiment für Oberflächen-, Atmosphären- und Ozeantemperaturklimatologien neu berechnet und wird dann konstant gehalten. Nicht berücksichtigt sind interne Variabilitäten, sogenanntes Wetterrauschen, das der chaotischen Atmosphärenphysik statistisch entspricht. GREB enthält auch kein Eisschildmodell und hat damit nicht die Fähigkeit, Eis zu akkumulieren und träge Eispanzer aufzubauen. Der  $CO_2$ -Atmosphärenanteil ist im Modell konstant bei vorindustriellen 280 ppm, variiert aber in der Realität gerade während der Kaltzeiten stark [*Petit et al.*, 1999]. Auch andere Treibhausgase, wie Methan und Lachgas, variieren stark, spielen im Modell

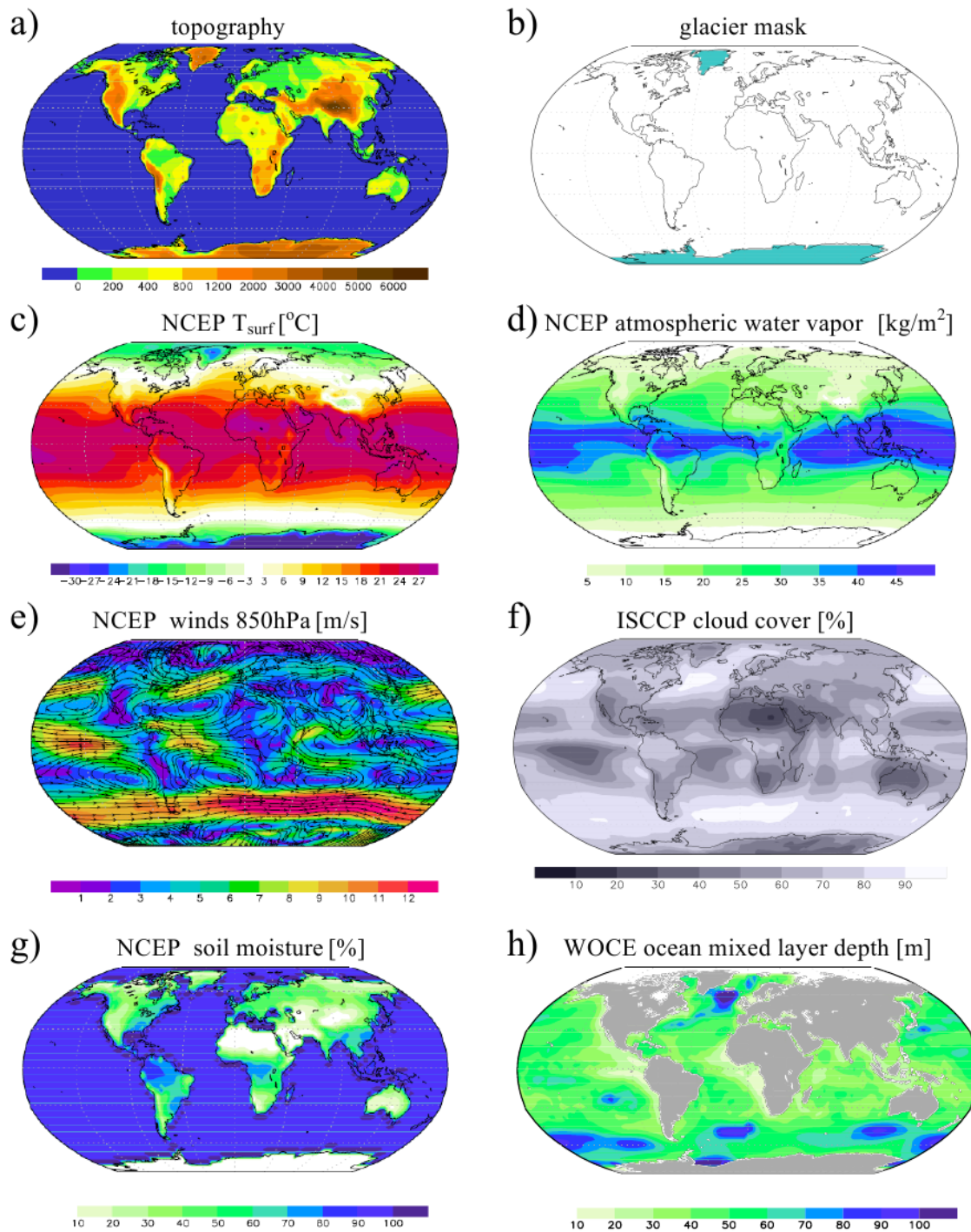


Abbildung 1.3.: GREB Randbedingungen: a) Topographie, b) Gletscher-Maske, c)  $T_{of}$  d) Luftfeuchte, e) atmosphärische Zirkulation, f) Wolkenbedeckung, g) Bodenfeuchte und h) Deckschichttiefe [Dommenget, Flöter, 2010 eingereicht]

aber keine direkte Rolle. Bathymetrie und Meeresströmungen sind nicht explizit vorgegeben oder berechnet, fließen aber zusammen mit turbulenten Mischprozessen und anderen, nicht aufgelösten

Prozessen, in die Flusskorrektur.

Das GREB-Modell schafft auf einem Hochleistungsrechner bei einem Zeitschritt von zwölf Modellstunden rund ein Modelljahr pro Sekunde, also gut 85.000 Jahre pro Tag oder auch eine Million Jahre in zwei Wochen. Zum Vergleich: Das Climber2 [Petoukhov *et al.*, 2000] rechnet ohne Eisschildmodell bis zu 20 ka pro Tag und kann keine interannuale Variation erzeugen. Das McGill paleoclimate model, unter anderem von Wang, Mysak [2001] verwendet, braucht ähnlich lange. Nur das GENIE [Gulamali, 2003] kommt unter bestimmten, optimierten Umständen an ähnliche Geschwindigkeiten (96 ka/Tag). Die meisten EMICs beinhalten je nach Anwendungsgebiet und Modell mehr oder weniger komplexe, dynamische oder statistische Atmosphären-, Ozean-, Biosphären-, Ozeansedimentmodelle etc. Das GREB-Modell hingegen beschränkt sich auf die wichtigsten klimatischen Prozesse.

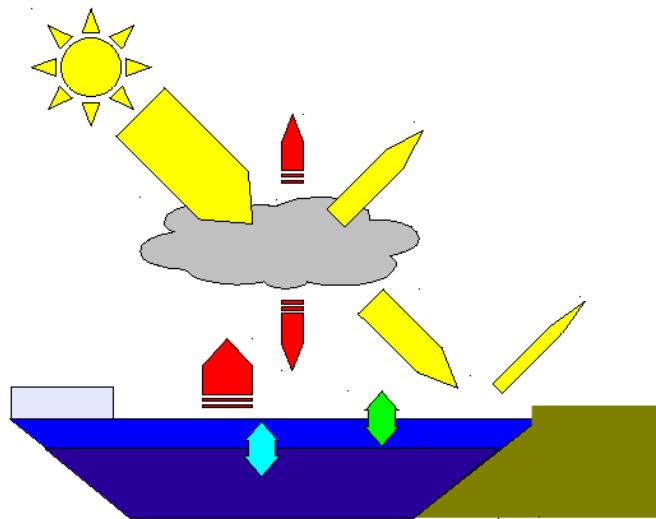


Abbildung 1.4.: Darstellung der  $T_{of}$ -Tendenzgleichungsterme: Insolation (gelb), Austrahlung (rot), Wärmeffüsse (grün), Tiefer Ozean (zyan), weitere abgebildete Prozesse: Meereis (hellgrau), Wolken (dunkelgrau), Deckschichttiefe, Landseeverteilung

Das Modell basiert auf den vier prognostischen Variablen der Temperaturen von Oberfläche  $T_{of}$ , Atmosphäre  $T_{at}$  und Ozean  $T_{oz}$  und der Feuchtigkeit  $q$ , die allesamt mit sehr vereinfachten Gleichungen berechnet werden. Die Oberflächentemperatur  $T_{of}$  folgt als Hauptvariable der Tendenzgleichung 1.2, die komponentenweise in Abb. 1.4 dargestellt ist.

$$\gamma_{of} \frac{dT_{of}}{dt} = F_{solar} + F_{thermisch} + F_{latent} + F_{sensibel} + F_{ocean} + F_{korrektur}. \quad (1.2)$$

Sie wird also bestimmt durch die verschiedenen Antriebe von kurzweiliger, solarer Einstrahlung oder Insolation  $F_{solar}$  (in Abb. 1.4 gelb dargestellt), terrestrischer, langweiliger Austrahlung  $F_{thermisch}$  (rot), latenter und sensibler Wärmefflüsse  $F_{latent}$  und  $F_{sensibel}$  (grün), dem Wärmeaustausch mit dem tiefen Ozean  $F_{ocean}$  (zyan) sowie vom Flusskorrekturterms  $F_{korrektur}$  (nicht abgebildet), der empirisch systematische Modellfehler korrigiert. Die Oberflächenwärmekapazität  $\gamma_{of}$  ist für eisfreie Wasserflächen die Wärmekapazität der saisonal variierenden Deckschicht und ansonsten die einer

zwei Meter tiefen Wasserschicht entsprechenden. Durch diese Wahl beinhaltet  $\gamma_{of}$  schon per definitionem ein stark simplifiziertes Meereismodell. Stellvertretend für die anderen Variablen wird bei der Diskussion von Modellergebnissen meist die Oberflächentemperatur untersucht, da diese die tragende und wichtigste Variable des Systems ist.

### 1.3.1. Solare Einstrahlung

Der solare Antrieb

$$F_{solar} = (1 - \alpha_{total}) \cdot S_0 \cdot r(\phi, t_{julian}) \quad (1.3)$$

wird aus Solarkonstante  $S_0$ , Gesamtalbedo  $\alpha_{total}$  und der Funktion  $r(\phi, t_{julian})$  berechnet.  $r(\phi, t_{julian})$  ist der gemittelte Anteil der Einstrahlung pro Einheitsfläche an der Obergrenze der Atmosphäre und hängt von der geographischen Breite  $\phi$  und dem julianischen Tag  $t_{julian}$  im Jahr ab. Die Gesamtalbedo  $\alpha_{total}$  setzt sich aus atmosphärischer  $\alpha_{at}$  und Bodenalbedo  $\alpha_{of}$  nach

$$\alpha_{total} = \alpha_{of} + \alpha_{at} - \alpha_{of} \cdot \alpha_{at} \quad (1.4)$$

zusammen.  $\alpha_{at}$  wird dabei aus einer Wolkenklimatologie bestimmt,  $\alpha_{of}$  hängt direkt von  $T_{of}$  ab. Aus den in der Tabelle 1.3 aufgeführten Albedowerten ergibt sich die Bodenalbedo für Land-

Eisfreie Oberfläche	0.1
Eisbedeckte Oberfläche	0.3
Wolken	0.6

Tabelle 1.3.: Modellalbedowerte

flächen, die einer linear geglätteten Stufenfunktion folgt:

$$\alpha_{of} = \begin{cases} 0.3 & \text{falls } T_{of} \leq -10^\circ C \\ 0.1 & \text{falls } T_{of} \geq 0^\circ C \\ F(T_{of}) & \text{sonst} \end{cases} \quad (1.5)$$

$F(T_{of})$  steht abkürzend für die linear glättende, von  $T_{of}$  abhängige Funktion zwischen den definierten Temperaturbereichen. Für Ozeanflächen gelten andere Schwellenwerte:

$$\alpha_{of} = \begin{cases} 0.3 & \text{falls } T_{of} \leq -7.0^\circ C \\ 0.1 & \text{falls } T_{of} \geq -1.7^\circ C \\ F(T_{of}) & \text{sonst} \end{cases} \quad (1.6)$$

Es lässt sich Tabelle 1.4 erstellen, die in den direkt definierten Temperaturbereichen gilt, also für  $T_{of} \notin [-10, 0]^\circ C$ : Für den anderen Bereich, d. h., wenn  $T_{of} \in [-10, 0]^\circ C$  und somit die Albedo von der Temperatur abhängt, erwirkt die Berechnung der Albedo eine positive Rückkopplung, entsprechend der Eis-Albedo-Rückkopplung, die im Kap. 1.4 neben anderen erläutert wird.

### 1.3.2. Wärmestrahlung

Der Antrieb der langwelligen, terrestrischen Ausstrahlung  $F_{thermisch}$  ist beschrieben durch

$$F_{thermisch} = -(1 - g) \cdot \sigma \cdot T_{of}^4, \quad (1.7)$$

Oberfläche	unbewölkt	bewölkt
eisfrei	0.10	0.64
vereist	0.30	0.72

Tabelle 1.4.: Direkt definiert Gesamtalbedowerte

wobei  $g$  der Teil der Austrahlung ist, der von der Atmosphäre, im Modell ausschließlich durch Luftfeuchte, Wolken und Kohlenstoffdioxid absorbiert und wieder zurück zur Erde emittiert wird. Hier wird der Wasserdampfückkopplung Rechnung getragen, auf die ebenfalls in Kap. 1.4 näher eingegangen wird. Für Kohlenstoffdioxid wird, abgesehen vom 2xCO<sub>2</sub>-Experiment vom vorindustriellen, konstanten Wert von 280 ppm ausgegangen, - jeglicher CO<sub>2</sub>-Feedback also ausgeschlossen.

### 1.3.3. Latente und sensible Wärme

Der latente Wärmefluss wird nach vereinfachenden Faustformeln aus der Differenz zwischen Sättigungsfeuchte und aktuellen Oberflächenluftfeuchte, aus fixen, klimatologischen Windgeschwindigkeiten und einigen Konstanten berechnet. Der sensible Wärmefluss  $F_{sensible}$  zwischen Oberfläche ( $T_{of}$ ) und Atmosphäre ( $T_{at}$ ) berechnet sich mit

$$F_{sensible} = c_{at} \cdot (T_{at} - T_{of}), \quad (1.8)$$

mit der Kopplungskonstante  $c_{at} = 25 \text{ W / K / m}^2$  [Barsugli und Battisti, 1998].

### 1.3.4. Tendenz der atmosphärischen Temperatur

Die verwendete Tendenzgleichung der Atmosphärentemperatur  $T_{at}$  lautet

$$\gamma_{at} \cdot \frac{dT_{at}}{dt} = -F_{sensible} + Q_{latent} + \kappa \cdot \nabla^2 T_{at}^2 - \vec{u} \cdot \nabla T_{at}, \quad (1.9)$$

hängt also ab von Wärmeaustausch  $F_{sensible}$  mit der Oberfläche, der durch Kondensation von atmosphärischen Wasserdampf freigesetzten, latenten Wärme  $Q_{latent}$  und den Advektions- und Diffusionstermen der atmosphärischen Zirkulation.  $\vec{u}$  ist der sich saisonal ändernde NCEP Reanalyse Winddatensatz für die geopotentielle Höhe von 850 hPa.  $\kappa = 2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  ist die Diffusionskonstante und die atmosphärische Wärmekapazität  $\gamma_{at}$  entspricht der einer fünf Kilometer hohen Luftsäule.

### 1.3.5. Tendenz des tiefen Ozeans

Für die Temperatur des tiefen Ozeans  $T_{oz}$  gilt:

$$\frac{dT_{oz}}{dt} = \Delta T_{oz,misch} + \frac{1}{\gamma_{oz} - \gamma_{of}} \cdot F_{oz,sensible} + F_{oz,korrekt} \quad (1.10)$$

Sie hängt also vom Wärmeaustausch mit der Oberfläche des Ozeans  $\Delta T_{oz,misch}$  ab, der mit dem Absinken der Deckschichttiefe einhergeht. Sie hängt weiter ab von turbulenten Mischprozessen mit der Deckschicht  $F_{oz,sensible}$  und vom Flusskorrekturterm  $F_{oz,korrekt}$ . In der vorliegenden Arbeit wird bei einigen Experimenten der Ozean 'ausgeschaltet' wird, um eine schnellere oder andere



Entwicklung des Klimas zu erreichen. Das heißt aber nur, dass der tiefe Ozean ausgestellt und damit die Ozeantemperatur fixiert wird. Die variierende Deckschicht, der flache Ozean, wird immer berücksichtigt.

### 1.3.6. Tendenz des atmosphärischen Wasserdampfes

Die spezifische Luftfeuchte  $q$  hat folgende Tendenzgleichung

$$\frac{dq}{dt} = \Delta q_{eva} + \Delta q_{prez} + \kappa \cdot \nabla^2 q - \vec{u} \cdot \nabla q, \quad (1.11)$$

hängt somit sowohl von Ausregnung (Niederschlag, Prezipation) und Verdunstung (Evaporation) als auch von Diffusion und Advektion ab.

## 1.4. Rückkopplungsmechanismen

Rückkopplungsmechanismen spielen im Klima eine außerordentlich wichtige Rolle. Bei den letzten Kaltzeiten lässt sich der Großteil der  $6^\circ\text{C}$  Abkühlung auf Rückkopplungen zurückführen, aus dem Englischen auch 'Feedback' genannt. Allerdings ist es schwer, einzelnen Feedbacks einen fixen Anteil an Erwärmung oder Abkühlung zuzuschreiben, da sie meist mit anderen Feedbacks verkoppelt sind und sich gegenseitig dämpfen oder verstärken. Hunderte solcher Mechanismen steuern das Klima und machen eine exakte Klimaberechnung immens kompliziert und fehleranfällig.

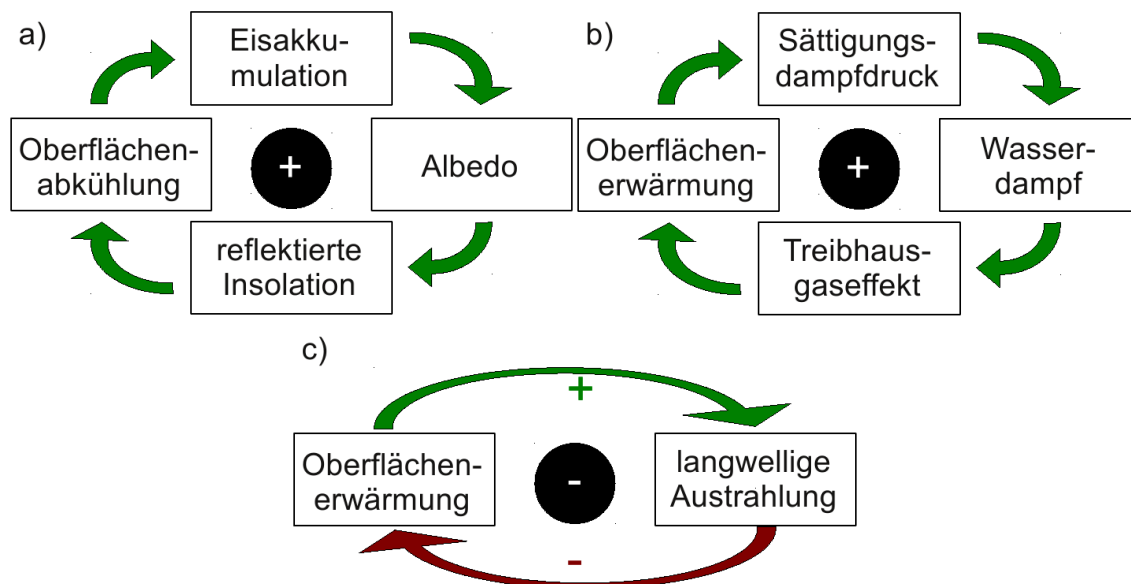


Abbildung 1.5.: Schemata von a) positivem Eis-Albedo-, b) positiven Wasserdampf- und c) negativen Ausstrahlungsfeedback (grüner Pfeil bedeutet Erhöhung oder Verstärkung, roter Pfeil Verringerung oder Abschwächung)

Bei der Untersuchung der Mechanismen gilt es, a) die Feedbacks physikalisch zu verstehen, b) abzuschätzen, wie wichtig die einzelnen Mechanismen absolut und relativ zueinander sind und



c) ihre Sensitivität näher zu erforschen: Sind es lineares oder exponentielle, symmetrisches oder asymmetrische Mechanismen, gibt es Schwellenwerte, wann springen sie an...? Insbesondere ist es von grundlegender Bedeutung, ob es sich um positive oder negative Feedbacks handelt, d. h., ob sie selbstverstärkend oder -abschwächend wirken. Im GREB-Modell werden nur Eis-Albedo- und Wasserdampffeedback genauer untersucht, diese und einige weitere Beispiele werden hier kurz angesprochen.

### **Wasserdampf Rückkopplung**

Der positive Wasserdampffeedback (Abb. 1.5b) ist der wichtigste, zumal er überall dort wirkt, wo viel Wasserdampf in der Atmosphäre ist, was in tropischen und subtropischen Regionen der Fall ist und somit auf dem Großteil der Erde. Er erklärt sich dadurch, dass je höher die Temperatur ist, desto größer wird auch der Sättigungsdampfdruck und somit der potentielle Wassergehalt der Atmosphäre. Da Wasserdampf aber das wichtigste und stärkste Treibhausgas ist, wird mehr Infrarotstrahlung der Erde absorbiert und zurückemittiert, was eine weitere Erwärmung bewirkt. Diverse Publikationen bescheinigen ihm, die Erwärmung in  $2\times CO_2$ -Modellläufen komplexer Klimamodelle alleinig zu verdoppeln und andere Feedbacks enorm zu verstärken [Cess *et al.*, 1990; Hall und Manabe, 1999; Schneider *et al.*, 1999; Held und Soden, 2000].

### **Eis-Albedo-Rückkopplung**

Eis reflektiert mit seiner hohen Albedo relativ viel solare Einstrahlung und kühlt so die Erde, was erneut zu mehr Eis führt (vgl. Abb. 1.5a). Der initiale Prozess wird also weiter angekurbelt, - es handelt sich um einen positiven Feedback. Zusätzlich geht mit der Vereisung von Wasserflächen eine Isolation eben jener einher, es findet kein Wärmeaustausch mehr mit der Atmosphäre statt. Trotz der normalerweise relativ kleinen betroffenen Fläche, - es sind nur die Eisrandgebiete der Erde, die diesem Feedback unterliegen -, trägt dieser Feedback nicht unwesentlich zur Klimaentwicklung bei.

### **weitere Rückkopplungen**

Ein einfacher negativer, stabilisierender Feedback ist der Ausstrahlungsfeedback (Abb. 1.5c): Höhere Oberflächentemperaturen führen zu mehr Austrahlung und somit zur Abkühlung. Der positive  $CO_2$ -Feedback erklärt sich durch die abnehmende Löslichkeit von  $CO_2$  in Wasser bei höheren Wassertemperaturen: Steigt die Temperatur des Ozeans, gibt er  $CO_2$  an die Atmosphäre ab, ein Treibhausgas, das eine weitere Erwärmung bewirkt. Weitere wichtige Feedbacks sind biologische und diverse Wolken-Feedbacks, die aber im GREB Modell nicht berücksichtigt sind.

## **1.5. Statistische Methoden**

Zur genaueren Untersuchung habe sich diverse statistischen Methode als sehr hilfreich erwiesen. In diesem Abschnitt werden zunächst grundlegende statistische Methoden und dann Techniken der Spektral – und Kreuzspektralanalyse sowie der Empirischen Orthogonalfunktionen (EOF) erläutert.

### 1.5.1. Statistische Momente

Die zentralen statistischen Momente dienen dazu, die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (engl.: probability density function, abgekürzt: PDF) einer Zufallsvariable  $X$  zu charakterisieren. Die PDF ordnet jedem Punkt  $x$  einer Zufallsverteilung  $X$  einen Wahrscheinlichkeitswert zu und das  $k$ te zentrale statistische Moment einer kontinuierlich verteilten Zufallsvariablen  $X$  ist definiert als

$$\mu^{(k)} = \int_{\Omega} (x - \mu)^k f_X(x) dx \quad (1.12)$$

wobei  $X$  all seine Werte im Intervall  $\Omega$  annimmt und  $f_X(x)$  die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ist. Die Beschreibung des Variablenverhalten durch das erste zentrale Moment ist das Mittel (Erwartungswert):

$$\mu = \mu^{(1)} = \int_{\Omega} (x - \mu) f_X(x) dx = \int_{\Omega} x f_X(x) dx \quad (1.13)$$

Konkret berechnet wird der Quotient aus Summe und Anzahl  $n$  der Werte  $X_i$ :

$$\mu = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i \quad (1.14)$$

Für die Berücksichtigung der sphärischen Flächengewichtung muss bei der Mittelung über die geographische Breite jeder Breite  $LAT(i)$  ein gewichtender Faktor zu geordnet werden:

$$\mu_{LAT} = \frac{\sum_{i=1}^n Y_i \cdot \cos(LAT_i)}{n \cdot \sum_{i=1}^n \cos(LAT_i)} \quad (1.15)$$

Das zweite Moment beschreibt die Varianz, die Streuung der Variablen:

$$Var(X) = \mu^{(2)} = \int_{\Omega} (x - \mu)^2 f_X(x) dx \quad (1.16)$$

In diskretisierter Form:

$$Var(X) = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - \mu)^2 \quad (1.17)$$

Die Standardabweichung ist definiert als Quadratwurzel der Varianz

$$\sigma_X = \sqrt{Var(X)} \quad (1.18)$$

und ist ein Maß für die Breite der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $f_X(x)$ . Weitere formbeschreibende Momente, wie Schiefe  $\mu^{(3)}$  und Kurtosis  $\mu^{(4)}$ , sind in dieser Arbeit nicht von Nöten.

### 1.5.2. Normierung

Zum Vergleich zweier verschiedener Variablen  $X, Y$ , wie zum Beispiel Einstrahlung und Oberflächentemperatur, bei dem es nicht auf die Absolutwerte, sondern auf den qualitativen Verlauf der Kurven ankommt, werden die Datenreihen normiert, d. h., die Anomalien werden mit der Standardabweichung skaliert:

$$norm(X) = \frac{X - \mu}{\sigma_X} \quad (1.19)$$

### 1.5.3. Korrelation

Die Korrelation basiert auf der Kovarianz. Letztere ist ein Maß für das Bestreben zweier Datenreihen, gleichzeitig und qualitativ gleichgerichtet zu variieren, - zu kovariieren. Die Kovarianz zweier kontinuierlich und zufällig verteilter Variablen  $X, Y$  ist gegeben durch

$$\text{Cov}(X, Y) = \int_{\Omega_y} \int_{\Omega_x} (x - \mu_x) \cdot (y - \mu_y) \cdot f_{X,Y}(x, y) dx dy \quad (1.20)$$

und ergibt mit den Standardabweichungen skaliert zur Dimensionslosigkeit verdammt die Korrelation.

$$\rho_{x,y} = \frac{\text{Cov}(X, Y)}{\sqrt{\text{Var}(X)\text{Var}(Y)}} = \frac{\text{Cov}(X, Y)}{\sigma_X \cdot \sigma_Y} \quad (1.21)$$

Diskretisiert:

$$\rho_{XY} = \frac{\frac{1}{n-1} \cdot \sum_{i=1}^n (X_i - \mu_X)(Y_i - \mu_Y)}{\sigma_X \cdot \sigma_Y} \quad (1.22)$$

Festzuhalten ist, dass die Kovarianz, wie auch die Korrelation auf Linearität basiert und somit eine Aussage nur über lineare Zusammenhänge zulässt.

### 1.5.4. Auto- und Kreuzkorrelation

Wurden bei der Korrelation zwei verschiedene Zeitreihen mit einander verglichen, wird nun nur eine einzige Zeitreihe im Zeitintervall  $T$  untersucht und mit sich selbst nach einer Zeitspanne von  $\tau$  Zeitschritten verglichen. Für  $|\tau| \geq T, \tau = 0$ . Die Autokovarianzfunktion lautet dann

$$\gamma(\tau) = \frac{1}{T} \sum_{t=|\tau|+1}^T X_{t-|\tau|} \cdot X_t \quad (1.23)$$

und die Autokorrelationsfunktion

$$\rho(\tau) = \frac{\gamma(\tau)}{\gamma(0)}. \quad (1.24)$$

Die Autokorrelation von  $\tau = 0$  ist also 1 und fällt dann mit voranschreitender Zeit ab. Dabei wird nach Maxima oder Minima der Korrelation in Abhängigkeit von  $\tau$  gesucht, um zum Beispiel Periodische Verhalten zu detektieren. Analog dazu lässt sich mit der Kreuzkorrelation berechnen, ob die eine Zeitreihe einer anderen vorseilt oder umgekehrt. Die Kreuzkovarianz lautet für  $\tau \geq 0$

$$\gamma_{XY}(\tau) = \frac{1}{T} \sum_{t=1}^{T-\tau} X_t \cdot Y_{t+\tau} \quad (1.25)$$

und für  $\tau < 0$

$$\gamma_{XY}(\tau) = \frac{1}{T} \sum_{t=1+\tau}^T X_t \cdot Y_{t+\tau} \quad (1.26)$$

und die Kreuzkorrelationsfunktion

$$\rho_{XY}(\tau) = \frac{\gamma_{XY}(\tau)}{\sigma_X \cdot \sigma_Y}. \quad (1.27)$$

### 1.5.5. Spektralanalysen

Transformiert man die Autokovarianzfunktion nach *Jean Baptiste Joseph Fourier* ergibt das für alle Frequenzen  $\omega \in [-1/2, 1/2]$  das Spektrum:

$$\Gamma(\omega) = \sum_{\tau=-\infty}^{\infty} \gamma(\tau) \exp(-2\pi i \tau \omega) \quad (1.28)$$

Das Spektrum einer Zeitserie ordnet jeder Frequenz den entsprechenden Varianzwert zu und gibt so die Möglichkeit ein zyklisches Verhalten zu detektieren und charakterisieren. Frequenzen und ihre relativen Varianzamplituden lassen sich finden, was in der statistischen Analyse von überaus großem Interesse ist.

#### Darstellung

Die semilogarithmische Darstellung von  $\Gamma(\omega) \cdot \omega$  gegen  $\log(\omega)$  ist gewählt, um niedrigere Frequenzen gut aufzulösen und dennoch die Verteilung der Varianz anhand der Fläche zwischen Graph und X-Achse abschätzen zu können. Um auch den Unterschied in schwach variierenden Frequenzbereichen deutlich zu machen, wird auch Darstellung mit logarithmischen X- und Y-Achsen gewählt. Des weiteren finden sich häufig schwarze, blau und rote Markierungen für die Frequenzbereiche der drei Milankovitch Zyklen für Exzentrizität, Obliquität und Präzession, die im Kapitel 2 erklärt werden.

### 1.5.6. Kreuzspektralanalyse

Analog zum Spektrum handelt es sich beim Kreuzspektrum um die Fouriertransformierte der Kreuzkovarianzfunktion:

$$\Gamma_{XY}(\omega) = \sum_{\tau=-\infty}^{\infty} \gamma_{XY}(\tau) \exp(-2\pi i \tau \omega) \quad (1.29)$$

Da die Kreuzkovarianzfunktion anders als die Autokovarianzfunktion auch unsymmetrisch sein kann, ist das Kreuzspektrum eine komplexe Funktion, die auf verschiedenen Arten dargestellt werden kann: Aufgesplittet in Real- und Imaginärteil

$$\Gamma_{XY}(\omega) = \Lambda_{XY}(\omega) + i\Psi_{XY}(\omega) \quad (1.30)$$

liefert der Realteil das Ko-Spektrum, das oft mit den Spektren der ursprünglichen Zeitreihen zusammen in einem Koordinatensystem abgebildet werden. In Polarkoordinaten umgeschrieben liefert das Kreuzspektrum ein Amplituden- und ein Phasenspektrum

$$\Gamma_{XY}(\omega) = A_{XY}(\omega) \exp(i\Phi_{XY}(\omega)), \quad (1.31)$$

wobei für Ersteres gilt:

$$A_{XY}(\omega) = \sqrt{\Lambda_{XY}(\omega)^2 + \Psi_{XY}(\omega)^2} \quad (1.32)$$

Das Amplitudenspektrum lässt sich auch umschreiben in ein Kohärenzspektrum, das eine dimensionlose Maßzahl für die quadrierte Korrelation liefert:

$$\kappa_{XY}(\omega) = \frac{A_{XY}^2(\omega)}{\Lambda_{XX}(\omega) \cdot \Lambda_{YY}(\omega)} \in [0, 1] \quad (1.33)$$

Das Phasenspektrum ist gegeben durch

$$\Phi_{XY}(\omega) = \tan^{-1}\left(\frac{\Psi_{XY}(\omega)}{\Lambda_{XY}(\omega)}\right), \quad (1.34)$$

für  $\Psi_{XY}(\omega) \neq 0$  und  $\Lambda_{XY}(\omega) \neq 0$ .

Im Normalfall werden also zunächst die Koheränz und Phase betrachtet; das Kospektrum liefert höchstens den Hinweis, dass es in einem Frequenzband keine Varianz vorhanden und eine weitere Untersuchung in diesem Band obsolet ist.

### 1.5.7. Empirische Orthogonal Funktionen

Bislang lag der Fokus der Untersuchungen auf eindimensionalen Zeitserien oder Datensätzen. Nun sind aber häufig mehrdimensional oder auch dreidimensional räumlich aufgelöst; es handelt sich um Felder, die untersucht werden müssen, sodass die einfache Analyse nicht mehr ausreicht. Hier kommen vor allem Empirische Orthogonalfunktionen (kurz: EOF) zum Tragen. Dazu wird eine Variable  $\chi_x^t$ , die an verschiedenen Orten  $x = 1, 2, 3, \dots, S$  und zu verschiedenen Zeiten  $t = 1, 2, \dots, T$  gemessen oder errechnet wurde, in eine  $T \times S$ -Datenmatrix  $D$  geschrieben:

$$D = \begin{pmatrix} \chi_1^1 & \chi_2^1 & \chi_3^1 & \dots & \chi_S^1 \\ \chi_1^2 & \chi_2^2 & \chi_3^2 & \dots & \chi_S^2 \\ \chi_1^3 & \chi_2^3 & \chi_3^3 & \dots & \chi_S^3 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \chi_1^T & \chi_2^T & \chi_3^T & \dots & \chi_S^T \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

In jeder Spalte von  $D$  steht also eine Zeitreihe eines Ortes  $x$ , der die räumlichen  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Dimensionen mit einschließen kann. Daraus lässt sich die Autokovarianzmatrix abschätzen mit

$$\Sigma_{\chi\chi} = \frac{1}{T-1} \cdot D'D. \quad (1.36)$$

Es handelt sich dabei um eine  $S \times S$ -Matrix, deren Diagonalelemente die Varianzen der Zeitserien an jedem Ort  $x$  sind, während die anderen Elemente die Kovarianz zweier verschiedener Punkte darstellen.

Da in einer solchen Matrix sehr viele redundante Daten vorhanden sind, ist es sinnvoll  $D$  in eine effizientere Form zu bringen. Die EOF-Analyse reduziert die Daten auf eine repräsentative Auswahl, die auch die meiste Varianz erklärt. Dazu wird die Datenmatrix  $D$  in eine Matrix  $\Pi$  mit einer Anzahl an Mustern  $\pi_i$  zerlegt, die jedes für sich eine Zeitserie  $\psi_i$  in der Zeitserienmatrix  $\Psi$  zugeordnet bekommt:

$$D(T \times S) = \Psi(T \times N)\Pi(N \times S) \quad (1.37)$$

Die Varianz, die von einem Muster + Zeitserien-Pärchen erklärt wird, lässt sich als Eigenwertproblem mit

$$\lambda_i = (\phi_i D)'(\phi_i D) \quad (1.38)$$

bestimmen und somit lässt sich die Datenmatrix  $D$  auch umschreiben in

$$D(T \times S) = \Psi(T \times N) \cdot \Lambda(N \times N) \cdot \Pi(N \times S), \quad (1.39)$$

also aufteilen in Zeitserien, Amplituden und Muster, wobei die Amplitudenmatrix eine Diagonalmatrix ist mit den Elementen  $\sqrt{\lambda_i}$ . Durch einfache Linearkombination der Moden (eine Mode = Muster mit Eigenwert und Zeitserie) lässt sich die ursprüngliche Datenmatrix wieder herstellen:

$$D(t) = \sum_{i=1}^N \phi_i(t) \sqrt{\lambda_i} \pi_i \quad (1.40)$$

Es gibt eine Vielzahl Methoden, die Muster zu bestimmen. Die Hauptkomponentenanalyse (engl.: 'Principle Component Analysis', PCA) bietet zum Einen zueinander orthogonale Muster und unkorrelierte Zeitserien, zum Anderen die Sortierung der Muster nach dem Betrag der erklärten Varianz, so dass die führenden Moden meist schon stellvertretend für den gesamten Datensatz untersucht werden können. Wird das erste und meist erklärende Muster vom Datensatz abgezogen, folgt als nächstes Muster dann das mit der zweitmeist erklärenden Varianz und so fort. Zur wissenschaftlichen Nomenklatur: Die PC, als Abkürzung für 'Principle Component', zu deutsch 'Hauptkomponente' bezeichnet die Zeitserie, die EOF (Empirische Orthogonal Funktion) bezeichnet das Muster und der Eigenwert wird auch Amplitude oder erklärte Varianz genannt.

### Effektive Anzahl der Freiheitsgrade

Nach *Bretherton et al.* [1999] lässt sich mit einer einfachen Summe

$$N_{spatial} = \frac{1}{\sum_{i=1}^N \lambda_i^2} \quad (1.41)$$

die sogenannte effektive spatiale Anzahl der Freiheitsgrade  $N_{spatial}$  eines Systems ausrechnen, d. h., die Anzahl der Moden bestimmen mit dem das System ausreichend gut charakterisiert ist.

### Darstellung

Dargestellt werden bei EOF-Analysen im Allgemeinen die führenden Muster, meist mit Angabe, wieviel Varianz sie erklären, und die zugehörigen Zeitserien, wenn es sich um mehr als ein Hauptmuster handelt auch die Übersicht über die ersten Muster und ihre Varianzamplituden sowie die effektive Anzahl an Freiheitsgraden. Die PC-Zeitserien sind normiert und haben die Einheit Standardabweichungen.

### 1.5.8. Autoregressive Prozesse

Physikalische Systeme können häufig mit autoregressiven Prozessen p-ter Ordnung (AR (p)), angenähert werden, die chaotisch mit  $z(t)$  angetrieben und mit einer Art Trägheit ( $a_i$ ) gedämpft sind.

$$\sum_{i=0}^p a_i \frac{d^i x(t)}{dt^i} = z(t) \quad (1.42)$$

In dieser Arbeit dient ein AR(1)-Prozess um ein tieffrequentes, daher rotes Rauschen zu erzeugen. Der Antrieb  $z(t)$  wird dabei unter Verwendung von Zufallszahlen berechnet, und ist somit weißes Rauschen. Diskretisiert lässt sich die AR(1)-Gleichung auch schreiben als

$$x^{(t)} = \alpha_1 \cdot x^{(t-1)} + \xi(t) \quad (1.43)$$

mit

$$\alpha_1 = \frac{a_1}{a_1 + a_0} \quad \text{und} \quad \xi(t) = \frac{1}{a_0 + a_1} \cdot z(t). \quad (1.44)$$

## 2. Solarer Antrieb, Milankovitch-Zyklen

Eine Schwalbe macht noch keinen Sommer. Äsop, 6. Jh. v. Chr.

Als Modellantrieb dient die quartäre Variation der solaren Einstrahlung an der oberen Erdatmosphärengrenze, die sich praktisch allein durch die astronomischen Milankovitch-Zyklen charakterisieren lässt. Es gibt drei Zyklen:

Die Exzentrizität beschreibt die Abweichung der Erdbahn um die Sonne von einem Kreis. Eine hohe Exzentrizität bedeutet eine elliptische Erdbahn. Dass die Erde nach dem Keplerschen Gesetzen nicht ständig die gleiche Ellipse beschreibt, liegt an den Gravitationskräften der anderen Planeten, insbesondere von Saturn und Jupiter, aber auch von der leichteren, aber zeitweise näheren Venus [Muller et al., 2000]. Die Folge ist eine im Jahresverlauf mehr oder weniger stark variierende Entfernung der Erde zur Sonne und damit eine mehr oder weniger starke, solare Einstrahlungsvariation zwischen 23% und 2% [Muller et al., 2000].

Die Obliquität ist die Neigung der Erdachse zur Erdbahn und variiert zwischen 22.1 und 24.5 Grad. Sie bestimmt Stärke der Sazonalität und Lage der Wendekreise.

Die Präzession beschreibt als dritter Zyklus meist die axiale Präzession, die ein Kreiseln der Erdachse auf ihrer Bahn relativ zu den Fixsternen beschreibt. Sie ist schon seit 120 v. Chr. bekannt: Der griechische Astronom *Hipparchus* misst Abweichungen der Lage der Fixsterne Regulus und Spica zu früherern babylonischen Daten [Irby-Massie, Keyser, 2002]. Begründet liegt diese Änderung in einem Drehmoment, das das Zusammenspiel der Gravitationskräfte von Sonne und Mond auf die Erde ausüben.

Nach *Milankovitch* [1930] und auch schon früher nach *Köppen und Wegener* [1924] kommt es immer dann zu Kaltzeiten, wenn die Sommer der hohen Breiten besonders kalt ausfallen. Kühle Sommer sind demnach wichtig, wie auch milde Winter: Nach Untersuchungen von *Geiger* [1944] fällt der maximale Niederschlag in Nordeuropa in den Monaten November bis April bei einem Temperaturwert von  $+4^{\circ}\text{C}$ . Die kühlen Sommer ermöglichen das Anwachsen einer Schneedecke zum Eispanzer und die erhöhte Albedo verstärkt die Abkühlung. Diese Rückkopplung wurde schon von *Croll* 1876 schriftlich festgehalten [Imbrie, Imbrie, 1976]. *Croll* vermutete aber zunächst analog zur Einstrahlung alternierende Kaltzeiten auf Nord- und Südhemisphäre. *Milankovitch* aber erklärt die Simultanität der Kaltzeiten durch die Dominanz der nordhemisphärischen Insolation über Land. Anzumerken bleibt, dass sich nur die saisonalen und räumlichen, also zonalen Einstrahlungen durch die Milankovitch-Zyklen ändern. Im Mittel bleibt der Betrag der Einstrahlung aber konstant. Eine Übersicht über die Forschung bieten *Imbrie und Imbrie*, 1976], *Imbrie* [1982] und *Paillard* [2001]

Auf Grund einiger Ungenauigkeiten in den Theorien *Milankovitchs* ist eine rege Diskussion im Gange, inwiefern die Theorien auszubauen, zu widerlegen oder zu ersetzen sind: *Ruddiman, McIntyrer* [1981] diskutiert eine Verstärkung des 23 ka Zyklus durch ozeanische Prozesse, *Ridgwell*

*et al.* [1999] untersucht die Milankovitch Theorie zur Erklärung der 100 ka Zyklen, wie auch Wunsch [2004], der die statistische Aussagekraft bei nur sieben Kaltzeitzyklen überprüft. Roe [2006] verteidigt die Milankovitch Theorie und Muller, MacDonald [1997] stellt die astronomische Alternative der orbitalen Inklination auf. In dieser Arbeit wird aber weiter von der Richtigkeit der Milankovitch Theorie ausgegangen.

Der Berechnung der Insolation liegen die Orbitalparameter von Berger [1978] und Berger, Loutre [1991] und das Berechnungsprogramm 'daily\_insolation.m' [Huybers, Eisenman, 2006] zu Grunde. Es liefert die Tagesdurchschnittinsolation jedes Breitengrades der letzten 3000 Jahrtausende, d. h. von 3 Millionen Jahren bis heute in Jahrtausend-Zeitschritten (Abkürzung für Million Jahre im Folgenden: Ma). Zur Anschauung ist in Abb. 2.1a die heutige, in Abb. 2.1b die über die letzten drei Ma gemittelte Einstrahlung und in Abb. 2.1c die Differenz beider dargestellt, die Einheit ist Watt pro Quadratmeter. Zu erkennen ist in Abb. 2.1a und b die winterlich polar verschwindene Einstrahlung in Blau und die sommerlich maximale in Rot. In dieser Arbeit wird häufig auf diese Darstellung Latitude gegen Monat verwendet. Der Unterschied wird erst durch Substraktion deutlich: Abb. 2.1c zeigt heute in der Südhemisphäre stärkere Einstrahlungswerte in Dezember und Januar und verringerte in August bis Oktober, der Nordpol hingegen kriegt im September mehr und in Juni und Juli weniger Einstrahlung ab als im Mittel der letzten drei Millionen Jahre.

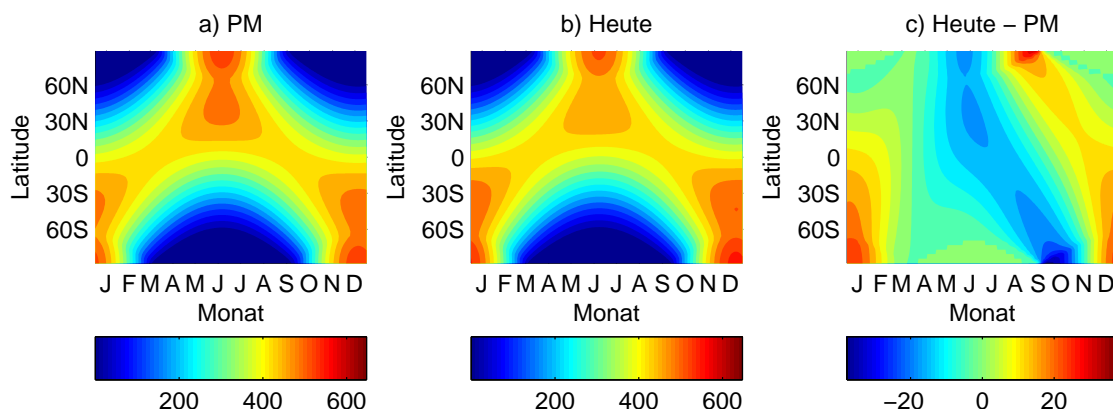


Abbildung 2.1.: Einstrahlungen a) im Paläontologischen Mittel (PM) der letzten 3 Ma, b) heute, c) beider Differenz, Einheit ist  $W/m^2$

In Abb. 2.2a ist blau der zeitliche Verlauf der global und jährlich gemittelten Einstrahlung zu sehen, die durchgezogene grüne Linie zeigt den gemittelten, die gestrichelte den heutigen Wert. Offensichtlich ist zumindest ab 2500 ka BP eine Periodizität von circa 100 ka. Die Überlagerung einer 400 ka Schwingung ist sichtbar, insgesamt sind die Variationen mit einer Amplitude von weniger als  $0.3W/m^2$  sehr schwach. Die Asymmetrie der Abweichungen vom Mittel liegt in der Flächengewichtung begründet. Bemerkenswert ist, dass der heutige Wert klar niedriger als das Mittel und sogar fast minimal ist, das Holozän inter- oder auch postglazial aber noch immer anhält (vgl. Abb. 1.1) und sich somit der intuitive Zusammenhang zwischen derart gemittelter Einstrahlung und Temperaturverlauf als fälschlich erweist.

Abb. 2.2b zeigt die zonale Einstrahlung von  $65^\circ N$  im Sommer. Diese Kurve wird häufig herangezogen, weil sie eine relativ hohe Korrelation mit der Temperaturverlaufskurve (im Folgenden Vostok Kurve) aufweist. Diese Insolation bedingt die Entstehung von Eisschilden auf der Nord-



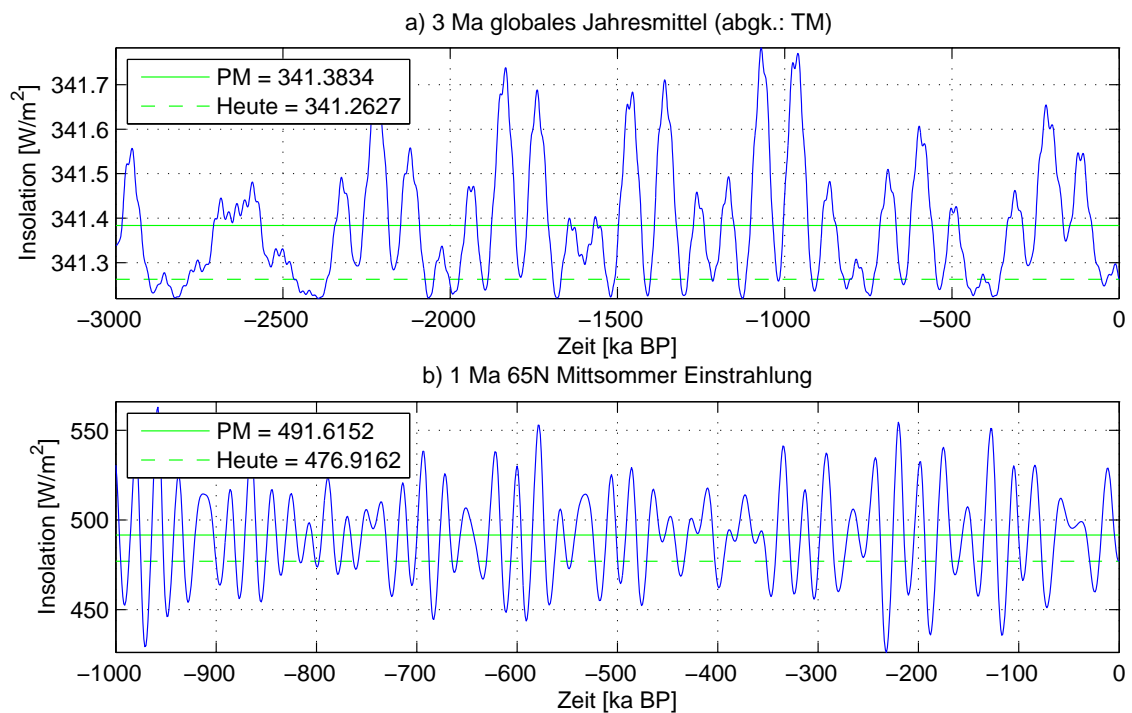


Abbildung 2.2.: Einstrahlungen a) im globalen Jahresmittel für die letzten 3 Ma, b) Mittsommer-einstrahlung (Mitte Juni) bei  $65^\circ\text{N}$ , mittlere und heutige Werte in Grün gezeichnet

hemisphäre und hat durch die Eis-Albedo Rückkopplung (später erläutert) erheblichen Einfluss auf die Vostokkurve. Hier steht nun eine 20 ka Periodizität im Vordergrund, überlagert auch von 400 und 100 ka Perioden. Die Amplitude ist hier mit bis zu  $70\text{W}/\text{m}^2$  viel stärker und bezüglich des heutigen Wertes lässt sich wieder festhalten, dass dieser klar unter dem Mittel liegt.

Diese Abbildungen weisen schon auf die Existenz der Milankovitch Zyklen und der zonalen und saisonalen Relevanz ihrer Wirkung hin, auf die im Folgenden näher eingegangen wird.

## 2.1. Exzentrizität

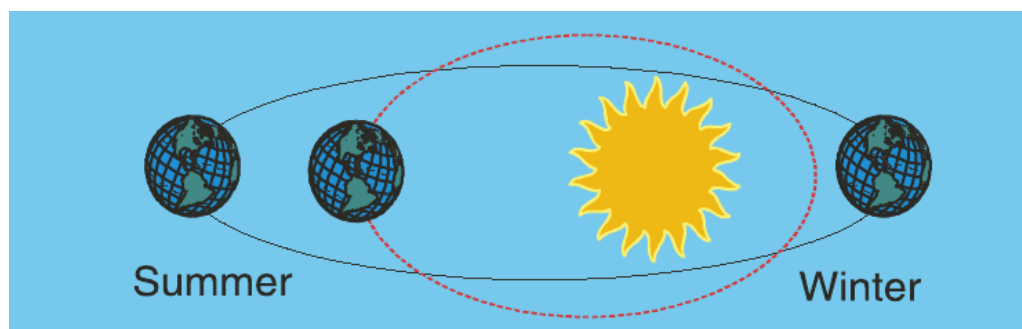


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung der Exzentrizität [Zachos *et al.*, 2001]

Die Exzentrizität beschreibt die Form der Umlaufbahn der Erde um die Sonne (Abb. 2.3). Bei verschwindender Exzentrizität beschreibt die Erde eine Kreisbahn, bei Werten zwischen 0 und 1 eine elliptische, bei Werten größer eins eine hyperbolische Bahn. Der Wert schwankt zwischen 0 und 0.06 und liegt heute bei 0.017. Da die Ursache für die Schwankung in der Gravitation der anderen Planeten liegt, die mal mehr und mal weniger Einfluss auf die Erdbahn haben, lässt sich das Auftreten nicht exakt mit einer Periode, sondern eher mit einem Frequenzbereich beschreiben: So kann man zusammenfassend sagen, dass alle auf die Exzentrizität wirkenden Mechanismen entweder Perioden um 400 ka haben oder zwischen 95 und 135 ka und sich zu einer Periode von ca. 100 ka vereinen. Anzumerken ist noch, dass bei einer gegebenen Exzentrizität das zweite Keplersche Gesetz angewandt werden kann, das besagt, dass die Erde ferner der Sonne langsamer ist als nahe der Sonne. Dieser Effekt macht derzeit das astronomische Herbst-Winter-Halbjahr der Nordhemisphäre um circa sieben Tage kürzer als das Frühlings-Sommer-Halbjahr.

Um die alleinigen Auswirkungen der Exzentrizität auf die solare Einstrahlung genauer zu untersuchen, wird zunächst eine Einstrahlungszeitreihe errechnet, in der die Erdsachsenneigung auf null gesetzt und die Präzession bei heutigen Stand angehalten wird. Die Variationen dieser Zeitserie sind folglich nur auf die Änderung der Exzentrizität zurückzuführen. Durch eine anschließende EOF-Analyse dieser Zeitreihe lassen sich die häufigsten Einstrahlungsvariationsmuster bestimmen (Abb. 2.4). In Abb. 2.4a ist das erste EOF-Muster abgebildet. Es erklärt knapp 100 % Vari-

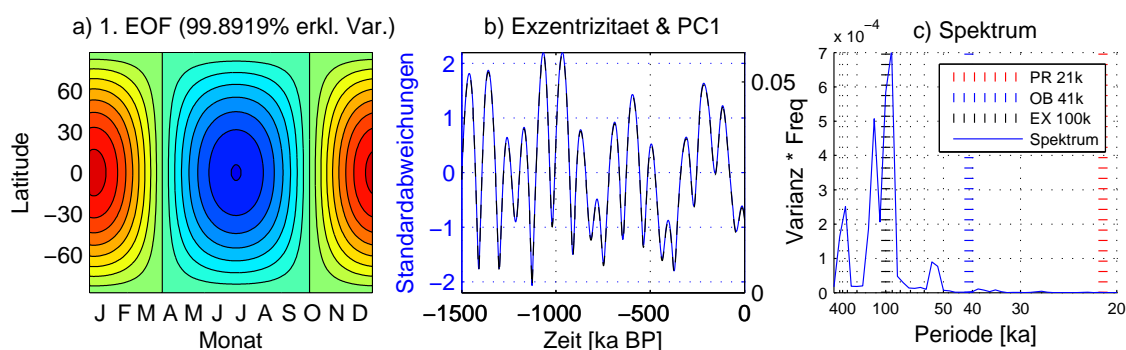


Abbildung 2.4.: EOF-Analyse für die exzentrizitätsbedingten Einstrahlungsänderungen: a) EOF1, b) PC1-Zeitreihe und absolute Exzentrizität (rechte Y-Achse), c) PC1-Spektrum mit Milankovitch-Zyklen

anz und ist somit das einzig relevante. Es zeigt am Äquator starke, entgegengesetzte Amplituden zwischen Dezember und Februar und zwischen Juni und August. Zum Pol hin nimmt die Variation ab. Da die Präzession der Äquinoktien, der Tag- und Nachtgleichen, (Abschnitt 2.3) auf heutigem Stand angehalten wurde, findet sich auch die Nulllinie in März/Oktober wieder. Die fehlende Erdsachsenneigung resultiert in einer über das Jahr konstanten Einstrahlung, die nun durch die Exzentrizität eine neue Art von Saisonalität erhält. Diese neue, exzentrische Saisonalität gilt für beide Hemisphären simultan, d. h., Nord- und Südhemisphäre haben gleichzeitig Sommer oder Winter. Dreht sich das Vorzeichen der Zeitserie (blau in Abb. 2.4b) wechselt auch die Saisonalität ihr Vorzeichen, Sommer wird zum Winter und andersherum. In Abb. 2.4b ist zusätzlich noch schwarz gestrichelt die absolute Exzentrizität (rechte Y-Achse) gezeigt, die im Kurvenverhalten mit der Zeitserie übereinstimmt.

Das Spektrum der ersten PC-Zeitreihe (Abb. 2.4c) peakt, wie zu erwarten bei den Perioden von ungefähr 400 und 100 ka.

Festzuhalten ist, dass der Exzentrizitätszyklus der einzige ist, der sich direkt auf die totale Einstrahlungsmenge auswirkt, da bei höheren Werten der mittlere Abstand zwischen Sonne und Erde variiert. Quantitativ ist die Wirkung aber zu vernachlässigen. Auswirkungen hat sie aber in Verbindung mit der Präzession (Abschnitt 2.3).

## 2.2. Obliquität

Auch als Schiefe der Ekliptik bekannt, bezeichnet die Obliquität die Neigung der Erdachse zur

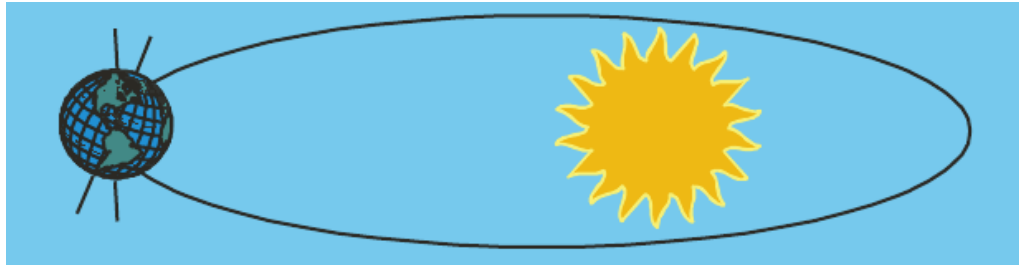


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung der Obliquität [Zachos *et al.*, 2001]

Ebene der Erdbahn um die Sonne (Abb. 2.5). Sie variiert zwischen  $21^{\circ}55'$  und  $24^{\circ}18'$  mit einer Periode von circa 41 ka und liegt heute bei  $23.4^{\circ}$ . Die Obliquität verursacht bekannter Weise entgegengesetzte Sommer und Winter auf beiden Hemisphären. Im Extremfall von  $90^{\circ}$  würde im

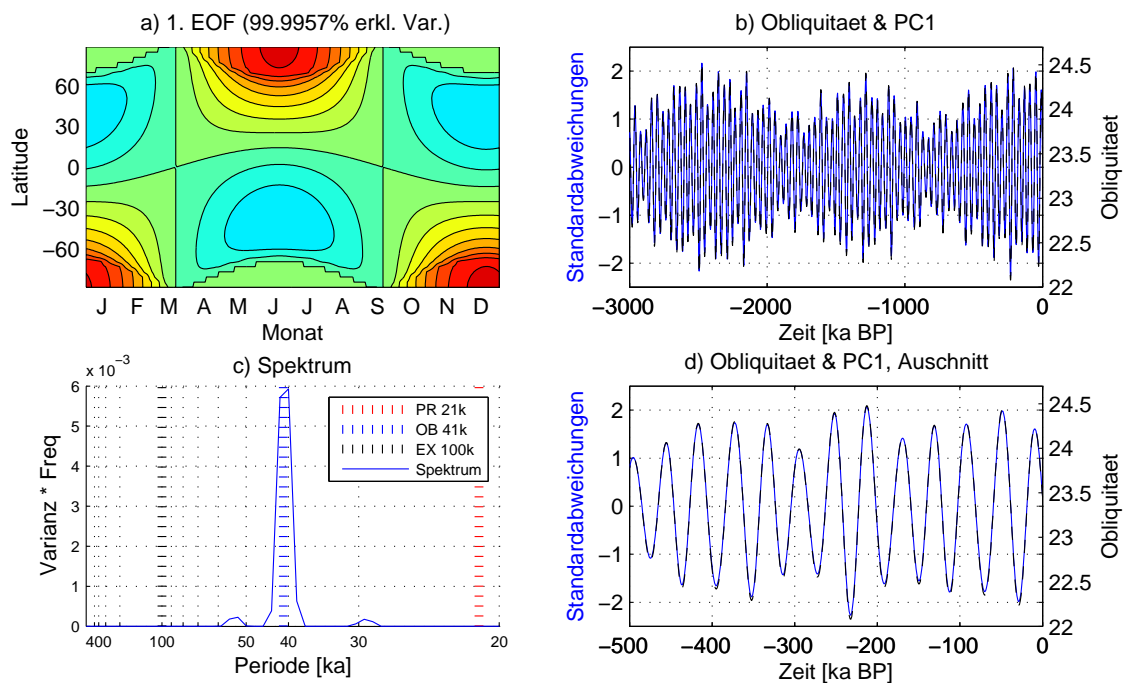


Abbildung 2.6.: EOF-Analyse für die obliquitätsbedingten Einstrahlungsänderungen: a) EOF1, b) + d) Obliquität und PC1, c) PC1-Spektrum

Nordsommer nur die NH von der Sonne beschienen und die Saisonalität wäre maximal, im an-

deren Extremfall, bei einer verschwindenden Erdachsenneigung wäre die Saisonalität minimal. Aus einer Untersuchung analog zur obigen, mit fixierter Präzession und verschwindender Exzentrizität, folgt ebenfalls nur ein einziges Variationsmuster (Abb. 2.6a), das ausschließlich durch die Obliquität verursacht wird. Es zeigt alternierende, quadropolare Struktur: Wird der Sommer der Nordhemisphäre mehr bestrahlt, so erhält der südhemisphärische Winter weniger Einstrahlung. Die PC1-Zeitreihe dieses Musters liegt wieder unter der absoluten Kurve (vgl. Abb. 2.6b). Das quadropolare Muster hängt in seiner jahreszeitlichen Lage abermals von der Longitude des Perihels ab und stellt nichts anderes als eingangs Erläutertes dar: Eine Verstärkung bzw. Abschwächung der bekannten Saisonalität, die auf beiden Hemisphären entgegengesetzt ist. Im Spektrum (Abb. 2.6c), bzw. in der Zeitreihe (Abb. 2.6b und d) offenbart sich, neben dem schon erwarteten Frequenzbereich von ca. 41 ka, eine überlagernde Modulation mit einer Periode von circa einer Millionen Jahren, die hier aber nicht weiter untersucht wird.

## 2.3. Präzession

Die Präzession als der dritte Zyklus ist auch der komplexeste: Er setzt sich aus der axialen und

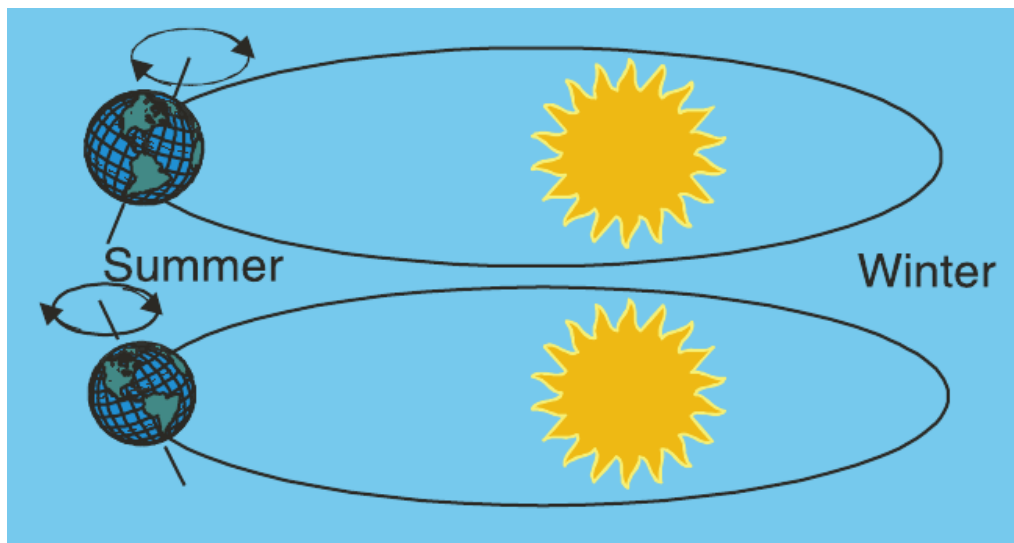


Abbildung 2.7.: Schematische Darstellung der Präzession [Zachos *et al.*, 2001]

orbitalen Präzession zusammen:

Die **axiale** Präzession ist vergleichbar mit der Präzession eines Kreisels der neben seiner Eigenrotation auch um seinen Standpunkt kreiselt, nur muss man sich diesen Standpunkt der Erde gleichsam in den Erdmittelpunkt denken (vgl. Abb. 2.7), sodass die Verlängerungen der Erdachse entgegengesetzte Kreise beschreiben. Zur Folge hat das unter anderem, dass der Nordstern nicht ständig über dem Nordpol stand und stehen wird.

Die **orbitale** Präzession bezeichnet die Bewegung der Umlaufbahn der Erde um die Sonne, die sich in Ansätzen ähnlich einem Hula Hoop Reifens verhält und so den sonnennächsten Punkt der Erdbahn (Perihel) im Raum verschiebt.

In Kombination spricht man von der Präzession der Equinoktien, die mit Perioden zwischen 19 und 23 ka, im Mittel bei 21 ka auftritt. Sie wird mit der Longitude des Perihels umschrieben. Die Darstellung ist ein wenig komplexer, da die Präzession der Equinoktien, zum einen von der Obliquität, zum anderen von der Exzentrizität abhängt: Verschwindet die Obliquität, gibt es keine axiale Präzession, verschwindet die Exzentrizität, keine orbitale Präzession. Man kann sich mit dem Präzessionsindex

$$PI = \varepsilon \cdot \sin(\omega) \quad (2.1)$$

behelfen, dem Produkt aus Exzentrizität  $\varepsilon$  und Sinus der Länge des Perihels  $\omega$ , da die axiale Präzessionsvariation vergleichsweise vernachlässigbar ist.  $PI$  setzt sich also aus der sinusoidalen Präzessionskurve und derer der Exzentrizität zusammen, schwankt zwischen  $\pm 0.05$  mit einer Periode von rund 21 ka und ergibt die schwarz gestrichelte Kurve in Abb. 2.8d und e, in der sowohl die 21 ka als auch die überlagernden 100 und 400 ka Perioden deutlich zuerkennen sind. Eine EOF Analyse liefert hier zwei Hauptvariationsmuster (Abb. 2.8a und b), die von der Exzentrizität schon bekannt sind. Ihre verschobene Lage im Jahr und die phasenverschobenen PC1- und PC2-Zeitreihen (blau und grün in Abb. 2.8d und e) deuten ein zyklisches Verhalten mit einer Periode von ca. 21 ka an, wie aus dem Spektrum, Abb. 2.8f entnommen werden kann. Bei näherer Betrachtung zeigt sich dementsprechend eine Verlagerung der 'exzentrische Saisonalität' nach hinten in der Jahreszeit, wie sie in Abb. 2.9 dargestellt. Dort abgebildet ist die absolute Einstrahlung, die bei einer verschwindenden Achsenneigung die Erde treffen würde. In einem Zeitschritt von 2 ka ist ein Zyklus von 22 ka BP bis heute, also der letzte Zyklus dieser Wanderung des exzentrizitätsbedingten, globalen Sommers gezeigt. Der globale Sommer kann in der roten Ellipse gesehen werden, die sich auf Grund der laufenden Präzession, d. h. der Verschiebung der Äquinoktien, langsam nach hinten im Jahr verlagert. Zu Beginn, bei 22 ka BP befindet sie sich zwischen November und Februar, 10 ka BP ist sie zwischen Juni und Oktober und heute liegt sie wieder zwischen November und Februar. Der Kombination aus Präzession und Exzentrizität ist es also zu verdanken, dass wir auf der Nordhemisphäre derzeit leicht wärmere Winter und kühlere Sommer haben. Der Periheldurchgang ist zur Zeit am 3. Januar.

## 2.4. Resultierende Insolation

Aus den erklärten Milankovitch-Zyklen wird nun nach *Berger* [1978] eine resultierende Einstrahlung berechnet. Zur Untersuchung der resultierenden Veränderung in der solaren Einstrahlung ergibt eine EOF-Analyse drei Hauptmuster (Abb. 2.10a - c) mit regionalen unterschiedlich stark agierenden Zonen und Phasen. Obwohl es im Allgemeinen gewagt ist, EOF-Mustern physikalische Moden zuzuweisen, da diese ja per definitionem orthogonal zueinander sein müssen, lässt sich konstatieren, dass das dritte Muster dem der Obliquität entspricht. Auch seine PC3-Zeitreihe hat einen ausgeprägten Periodizität bei 41 ka (magenta in Abb. 2.10e und f), sodass davon ausgegangen werden kann, dass die dritte Mode die Obliquität wiedergibt, aber nur rund 2.5 % zur gesamten Strahlungsvarianz beiträgt und der Obliquität somit eine untergeordnete Rolle zuspricht. Die ersten beiden Muster hingegen scheinen dann eine Kombination aus Exzentrizität und Präzession zu sein, die sich von Abb. 2.8a und b auf Grund der Schiefstellung der Erde stark unterscheidet. Die phasenverschobenen Zeitserien PC 1 und PC 2 weisen abermals auf ein zyklisches Verhalten hin. Der letzte Zyklus von 22 ka BP bis heute ist in Abb. 2.11 dargestellt und zeigt die sehr komplexe Verlagerung von Flächen höherer und niedrigerer Einstrahlung im Jahr nach hinten.

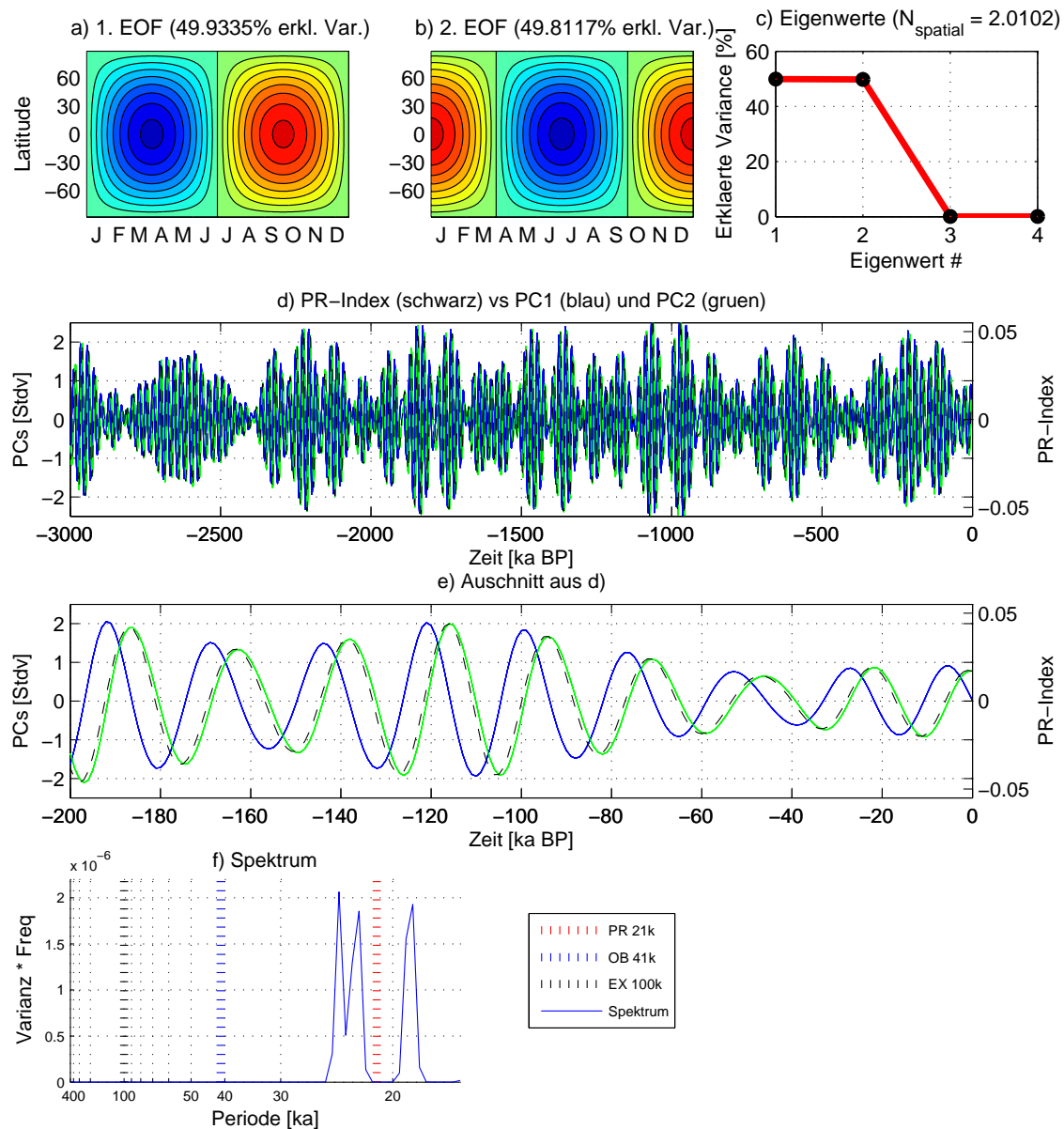


Abbildung 2.8.: EOF-Analyse für Einstrahlungsänderung allein durch die Kombination Exzentrizität, Präzession

## Mittelungseffekte

Weiter von Interesse ist die hemisphärisch oder saisonal gemittelte Einstrahlung. Zunächst weist das Spektrum der ungemittelten Einstrahlung nur Obliquitäts- und Präzessionspeaks bei 41 und 21 ka auf (blaue Kurve in Abb. 2.12a). Obgleich die Exzentrizität die einzige ist, die den Betrag der Gesamteinstrahlung ändert, schlägt sie nicht zu Buche. Warum dennoch die vergangenen Eiszeiten mit einer Periode von circa 100 ka auftraten, ist eine breit diskutierte Fragestellung der Wissenschaftsgemeinde [Ruddiman *et al.*, 1986 und 1988; Ghil, 1994; Gildor, Tzipperman, 2000].

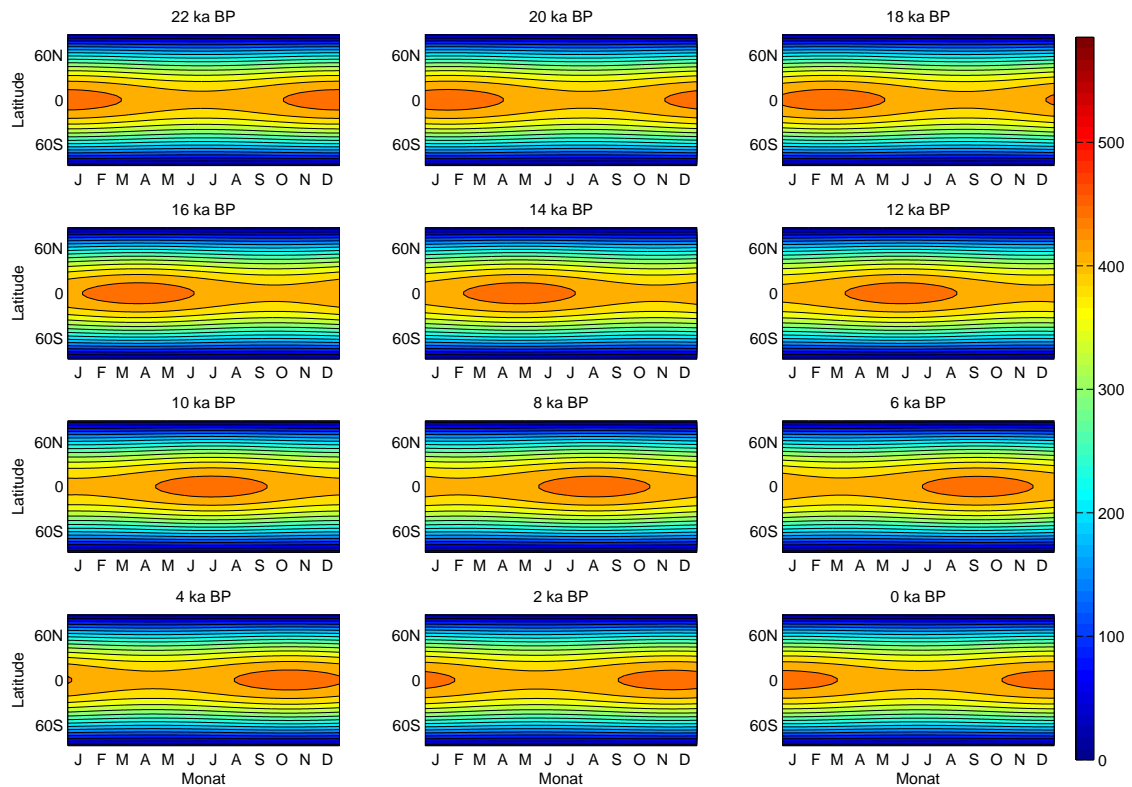


Abbildung 2.9.: Präzessionszyklus der Einstrahlung der vergangenen 22 ka in  $W/m^2$

Erfolgt eine globale Mittelung, grüne Kurve in Abb. 2.12a und c, fällt die Obliquitätsperiodizität weg, d. h., dass der Einstrahlungseffekt auf Nord- und Südhemisphäre entgegengesetzt und damit konsistent ist zu obiger EOF-Analyse. Man könnte abschließend festhalten, dass die Obliquität vor allem regionale, hemispärische Auswirkungen auf die Einstrahlungen hat.

Erfolgt eine Jahresmittelung, rote Kurve in Abb. 2.12a und b, fallen die Präzessionspeaks weg, was wiederum bedeutet, dass der Einstrahlungseffekt auf Sommer und Winter entgegengesetzt ist. Festzuhalten hier wäre also, dass sich die Präzession mehr saisonal auf die Einstrahlung auswirkt. Relativ zur globalen Mittelung wird durch die Jahresmittelung sehr viel mehr Varianz 'weggemittelt', sodass die Schwankungen jetzt durch die Mittelung um ungefähr zwei Größenordnungen kleiner sind. Extremere noch ist diese Auswirkung auf die Varianz bei einer globalen Jahresmittelung: Hier ist die Varianz um fünf Größenordnungen kleiner als bei der ungemittelten Einstrahlung. Der Peak ist jetzt ausschließlich bei 100 ka zu finden, bei der Exzentrizitätsperiode, entsprechend der Annahme, dass dieser Milankovitch-Zyklus der einzige ist, der sich auf den Betrag auswirkt, - wenn auch nur minimal.

Die drei erläuterten Milankovitch Zyklen resultieren also in einer sich betraglich (Exzentrizität) und regional (Obliquität, Präzession) ändernden solaren Einstrahlung, die sich wiederum auch zeitlich und örtlich unterschiedlich auf die Erdtemperatur auswirken, vor allem bedingt durch die Land-See-Verteilung. In Abb. 2.13 ist die zonal gemittelte Landanteil jeden Breitengrades dargestellt. Deutlich erkennbar ist die Antarktis südlich von  $80^\circ$ , der antarktische Zirkumpolarstrom und der Peak bei ca.  $65^\circ N$ . Der Landanteil beträgt hier 82% und da auf Landflächen der gefallene Schnee bei vielen kalten Sommern nicht aufgeschmolzen wird, sondern sich zu



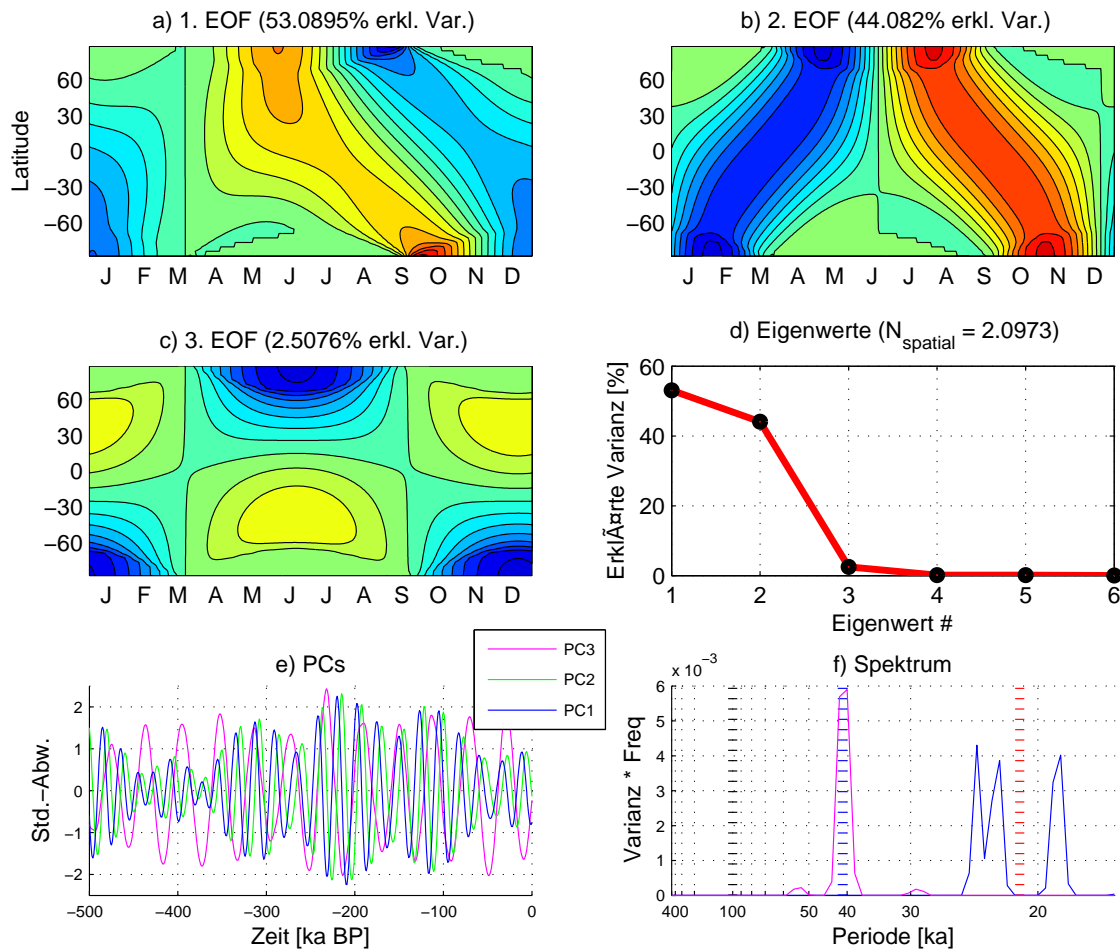


Abbildung 2.10.: EOF-Analyse für die resultierende Gesamteinstrahlungsvariation, in f) sind die gestrichelten Perioden die Milankovitch-Zyklen: Schwarz Exzentrizität, blau Obliquität und rot Präzession. Das Spektrum der ersten und zweiten PC-Zeitserie ist gleich und blau eingezeichnet.

einem trägen Eispanzer akkumuliert, gilt nach *Milankovitch 1930*] die Einstrahlung bei  $65^{\circ}\text{N}$  als Schlüsselrolle in der Determination von Kaltzeiten. Im verwendeten GREB-Modell ist allerdings kein Eisschildmodell enthalten und somit auch diese Art von Sensitivität und Rückkopplungseffekt zunächst nicht zu erwarten.



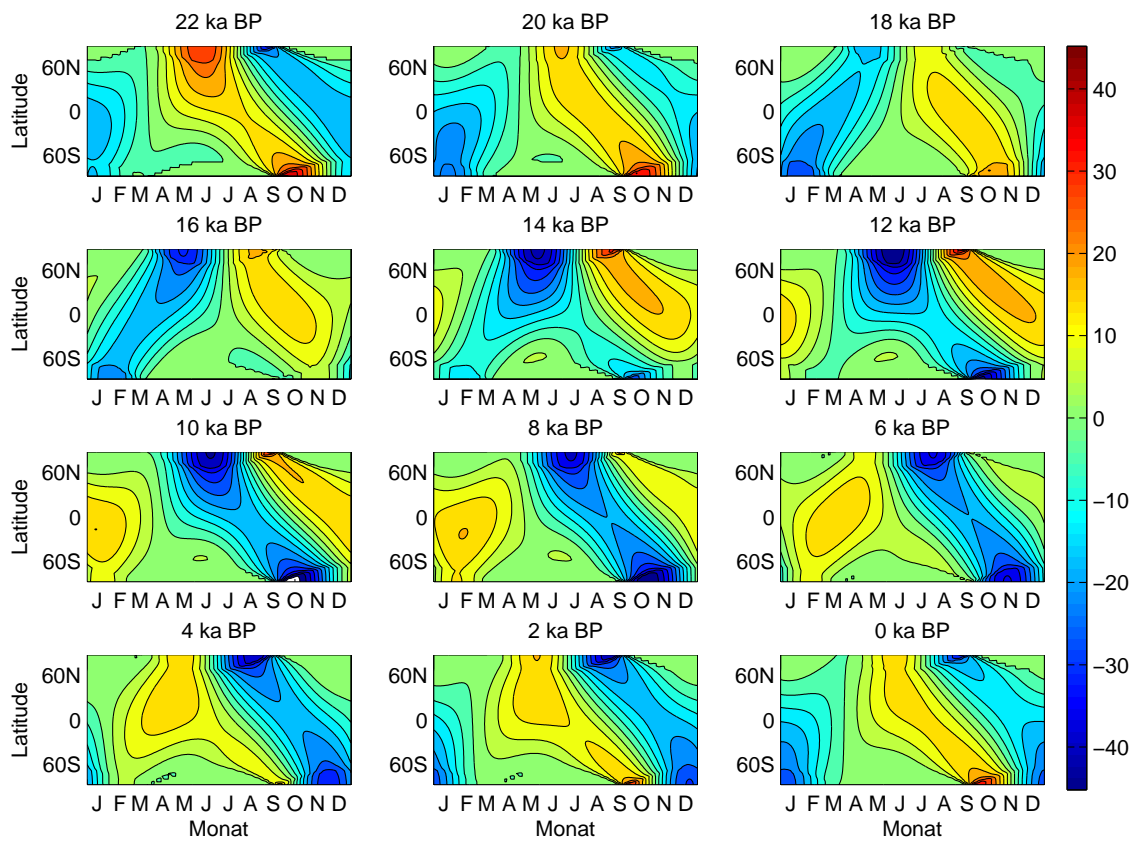


Abbildung 2.11.: Einstrahlungsanomalien von 22 ka BP bis heute, Einheit ist  $W/m^2$

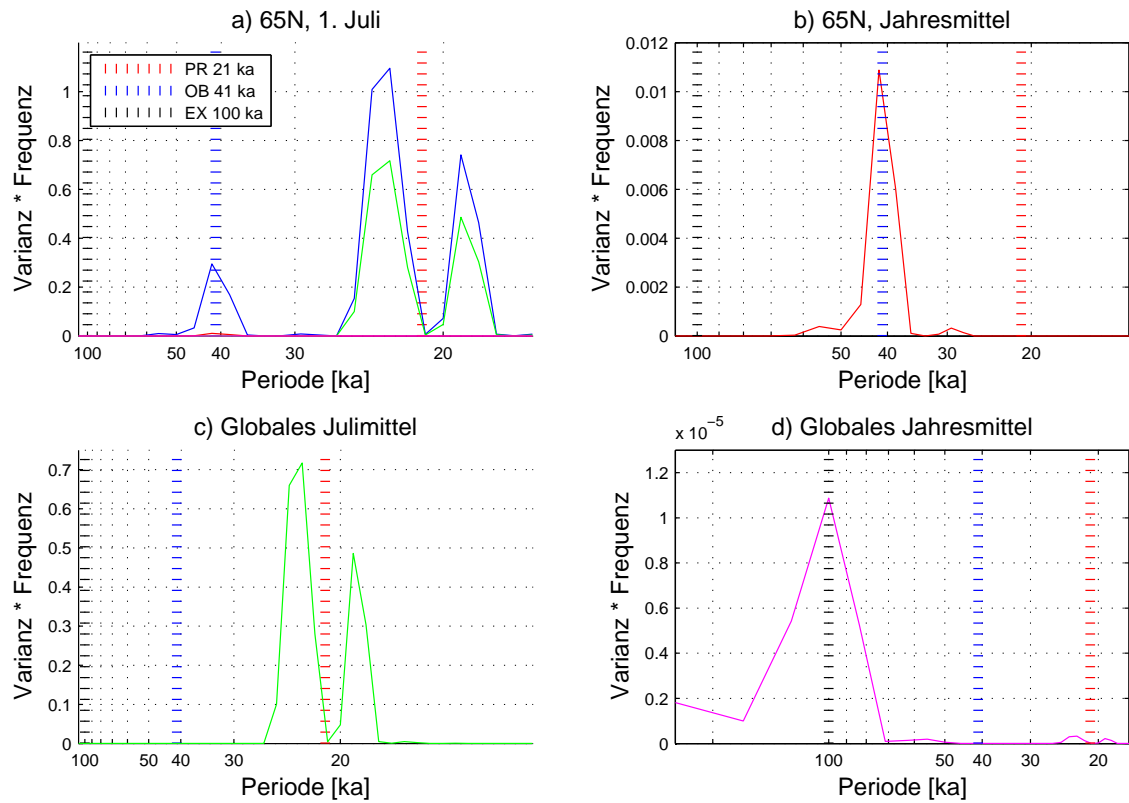


Abbildung 2.12.: Spektren verschiedenartig gemittelter Einstrahlungen: a) nicht (blau), b) jahres- (rot), c) global (grün) und d) global jahresgemittelt (magenta)

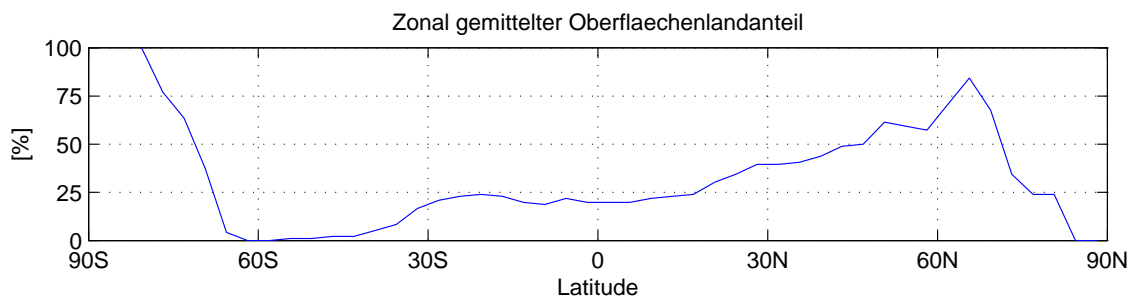


Abbildung 2.13.: Landanteil in Prozent: Deutlich erkennbar: Antarktis, antarktische Zirkumpolarstrom und Peak bei 65°N

### 3. Experimente

Die größte Tragödie in der Wissenschaft überhaupt ist der Tod einer wunderschönen Hypothese durch die Hand einer hässlichen Tatsache.

Thomas Henry Huxley, 19. Jh.

Wie reagiert das Modell auf Einstrahlungsveränderungen? Dieser zentralen Fragestellung wird nun zu Leibe gerückt. Dazu werden eine Vielzahl von Experimenten unterschiedlichster Antriebe (engl.: 'forcing', daher abgekürzt: FRC) und unter unterschiedlich modellierten Rahmenbedingungen durchgeführt.

Zunächst werden paläontologisch konstante Einstrahlungsmuster genutzt: Ab einem Startzeitpunkt wird die heutige durch eine andere Einstrahlung ersetzt. Diese kann einen Jahresgang und zonale Unterschiede aufweisen, ist aber jedes Jahr die gleiche und wird daher im Folgenden auch als stationäres Forcing bezeichnet. Es werden künstlich erzeugte, stationäre Forcings, wie die paläontologisch gemittelte Einstrahlung oder die künstliche Änderungen der Solarkonstante untersucht, um aufzuzeigen, was für ein paläontologisch mittleres Klima modelliert wird und wie sich die Reaktion des Klimas mit sinkender Solarkonstante verhält: Gibt es vielleicht Schwellen- oder Maximalwerte für Abkühlung oder Erwärmung? Bei den untersuchten realen Antriebsmustern von 20, 232 und 376 ka BP stellt sich die Frage, ob diese Einstrahlungen Eiszeiten nachsichziehen und wenn ja, wie die aussehen. Um 20 ka BP gab es das letzte glaziale Maximum, 376 ka BP gab es die schwächste Gesamteinstrahlung und 232 die schwächste Sommereinstrahlung bei 65°N.

Transiente Forcings unterscheiden sich von den stationären dahingehend, dass sie sich mit den Jahrtausenden ändern. Untersucht werden zunächst sinusoidale Änderungen der Solarkonstante, um zu sehen ob das Modell symmetrisch mit einer Sinusschwingung reagiert. Dann werden verschiedene, chaotische Einstrahlungsmuster entworfen und als Antrieb verwendet: Sieht die Reaktion ähnlich chaotisch aus, gibt es etwas wie Resonanzfrequenzen des Modells. Als Letztes wird das Modell mit der realen Einstrahlungszeitreihe angetrieben, um Kalt- und Warmzeiten zu modellieren und sie mit den Vostok-Datensätzen zu vergleichen.

Um die Abhängigkeit mancher Ergebnisse von einzelnen Feedbacks zu testen, wurde in einigen Läufen auf manche Feedbacks verzichtet. Ein Lauf, in dem alle verfügbaren und eingangs erläuterten Feedbacks und Prozesse berücksichtigt sind, wird im Folgenden als Standardlauf bezeichnet. Andere, in denen einzelne Prozesse ausgeschaltet werden, sind gesondert bezeichnet.

#### 3.1. Experimentelle Methoden

Für alle Experimente werden zunächst relativ kurze Kontrollläufe (engl.: 'control run', CTL) des heutigen Klimas von meist fünf Jahren berechnet, um die numerische Stabilität des Modells zu testen und ein dem heutigen ähnliches Bezugsklima zu haben. Dabei bleibt festzuhalten, dass sich beim Ein- und Ausschalten von Prozessen das Kontrollklima nicht ändert, weil die Flußkorrektur eben genau das verhindert und stets das heutige Klima als Kontrollklima erzwingt. Es werden

Szenarien (engl.: 'scenario', SCN) mit stationären oder transienten Forcings erstellt, die sich außer in Antrieb oder Rahmenbedingungen nicht vom Kontrolllauf unterscheiden. In dieser Arbeit ist der Antrieb meist gegeben durch eine geänderte oder variierende Einstrahlung, die dann mit Start des Szenariolaufes einsetzt.

### Stationäre Szenarien

Stationäre Szenarien sind solche, bei denen ab dem Zeitpunkt  $t = 0$  ein anderer Antrieb das Ausgangsklima steuert, wie zum Beispiel eine um konstant  $-5W/m^2$  verminderte solare Einstrahlung. Im Normalfall wird sich das Klima auf Grund der Topographie und von anderen regional unterschiedlichen Variablen und Konstanten regional unterschiedlich stark abkühlen. Dieser Abkühlungsprozess findet in der Regel asymptotisch sein Gleichgewicht je nach Experiment nach bis zu 1000 Modelljahren. Das Klima hat sich dann auf die Änderung eingestellt und wegen der fehlenden, internen Variabilität bleibt das Klima auch auf dem Niveau. Wenn nun die Reaktion des Klimas auf den Antrieb von Interesse ist, wird der sogenannte Response (engl. für Antwort, abgekürzt: RSP) durch Subtraktion der Ergebnisse von Kontroll- und Szenariolauf errechnet.

$$RSP = SCN - CTL \quad (3.1)$$

Es kann aber auch die Entwicklung des Klimas, der Weg zum Gleichgewicht von Interesse sein. Dann ist die direkte Betrachtung des Szenariolaufes sinnvoller.

Als Anschauungsbeispiel wird das  $-5W/m^2$ -Experiment mit acht verschiedenen 1000 Jahre-Läufen durchgeführt, die in Tabelle 3.1 aufgeschlüsselt sind. Der erste Lauf wird, wie eingangs

Laufnr.	Tiefer Ozean	Eis-Albedo	Wasserdampf
1	X	X	X
2	X	-	X
3	X	X	-
4	X	-	-
5	-	X	X
6	-	-	X
7	-	X	-
8	-	-	-

Tabelle 3.1.: Typisches Experiment mit 8 Szenarien und ihre berücksichtigten Prozesse und Feedbacks

schon erwähnt, auch als Standardlauf bezeichnet. Die Kontrollläufe der Experimente unterscheiden sich erst in der sechsten Nachkommastelle und somit nur auf numerischer Ebene, sind demnach stabil. Das Kontrollklima ist, wie oben schon diskutiert, auf Grund der Flusskorrektur das vorgegebene, heutige Klima mit den in der Tabelle 3.2 aufgeführten Mittelwerten. Weitere Randbedingungen sind in Abb. 1.3 dargestellt. Das globale Jahresmittel wird im Folgenden auch als totales Mittel bezeichnet und mit 'TM' abgekürzt.

In Abb. 3.1 a und b sind die Responseentwicklungen aller fünf Variablen  $T_{of}$ ,  $T_{at}$ ,  $T_{oz}$ ,  $q$  und  $\alpha$  im globalen Jahresmittel dargestellt. In den Untersuchungen wird meist nur  $T_{of}$  als wichtigste stellvertretend für die anderen Variablen untersucht. In Abb. 3.2a-d sind die verschiedenen

$T_{of}$	$T_{at}$	$T_{oz}$	$q$	$\alpha$
13.81 °C	15.98 °C	12.77 °C	8.9g/kg	47.35%

Tabelle 3.2.: Kontrolllaufausgangswerte im globalen Jahresmittel (abgekürzt: TM): Oberflächen-, Atmosphären- und Ozeantemperatur  $T_{of}$ ,  $T_{at}$ ,  $T_{oz}$  sowie von spezifischer Feuchte  $q$  und Albedo  $\alpha$

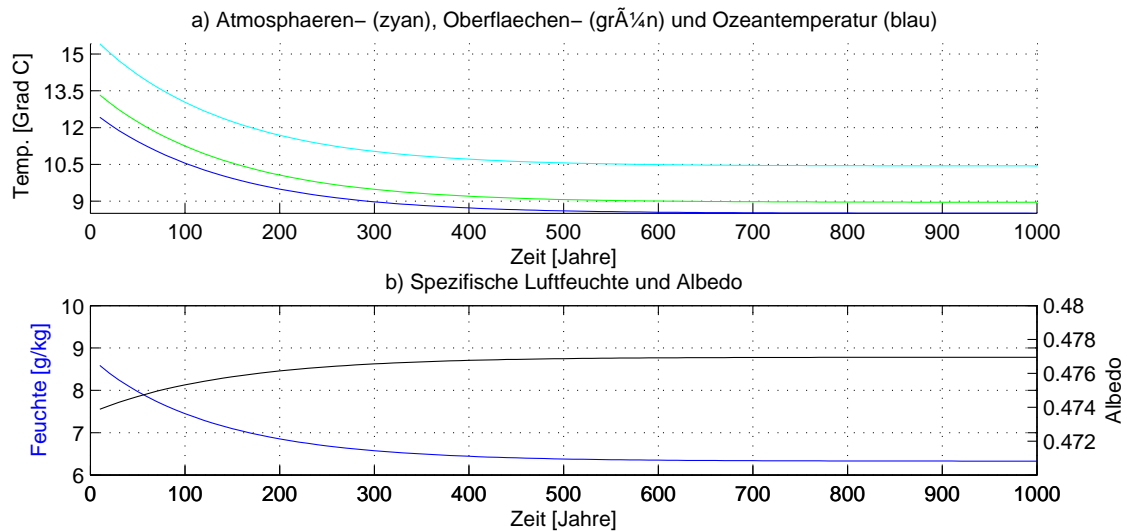


Abbildung 3.1.: Response-Entwicklungen der fünf Basisvariablen  $T_{of}$ ,  $T_{at}$ ,  $T_{oz}$  (in a),  $q$  und  $\alpha$  (in b) im globalen Jahresmittel

RSP-Muster der Ozeanläufe 1-4 einzusehen, in Abb. 3.3 die entsprechenden zeitliche Entwicklungen der global- und jahresgemittelten Oberflächentemperaturen. Durchgezogene Kurven berücksichtigen dabei den tiefen Ozean, gestrichelte nicht. Im Vergleich von Standard- zu Kein-Ozean-Läufen ist sichtbar, dass im Allgemeinen der tiefe Ozean eine Verzögerung hervorruft, also durch seine Trägheit die Entwicklungen verlangsamt. Das Endklima von Kein-Ozean- und Standardlauf ist aber ähnlich bis identisch, und somit auch die entsprechenden RSP-Muster, die daher nicht nochmal abgedruckt sind. Verglichen werden kann in den Mustern die verschiedenen hervorgerufenen Abkühlungen: Man erkennt zunächst für den Standardlauf eine Abkühlung, kontinental um bis zu 7°C. Wird der Eis-Albedo-Feedback ausgeschaltet ist die Abkühlung insbesondere in der Arktis zum Teil um 4 Grad Celsius schwächer (Lauf 2, 3.2b). Fixiert man den Wasserdampf (Lauf 3 und 4, 3.2c und d), wird die Abkühlung mit 5 - 6 Grad Celsius abgeschwächt und die charakteristische kontinentale Verstärkung verschwindet. Damit bestätigt auch das GREB-Modell, dass der Wasserdampffeedback den Löwenanteil an der Erwärmung zu verantworten hat. Werden beide Feedbacks ausgeschaltet, ist der Modellresponse am schwächsten, und weist weder kontinentale, noch arktische Abkühlungsverstärkungen auf.

### Transiente Szenarien

Bei transienten Szenarien, also Szenarien, bei denen der Antrieb mit der Zeit variiert, ist die Entwicklung der Absolutwerte der Klimas meist von größerer Bedeutung als der Endzustand. Ein

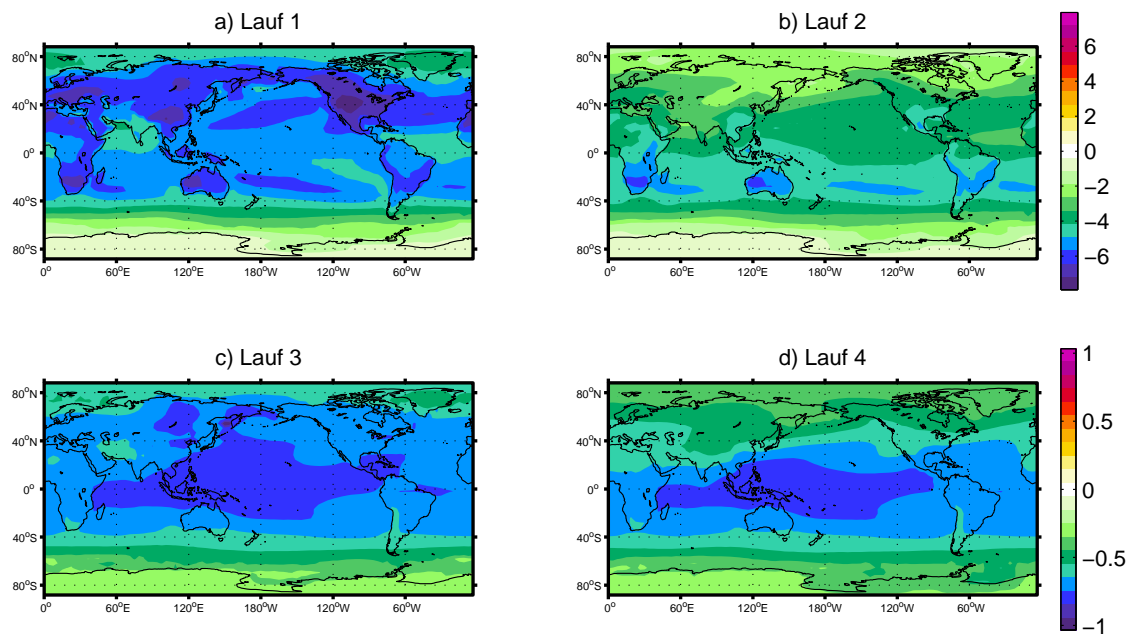


Abbildung 3.2.: Beispiel-Response von Lauf 1 - 4 mit Ozean. Obere Farblegende gilt für Lauf 1 und 2, untere für 3 und 4. Einheit ist Grad Celsius

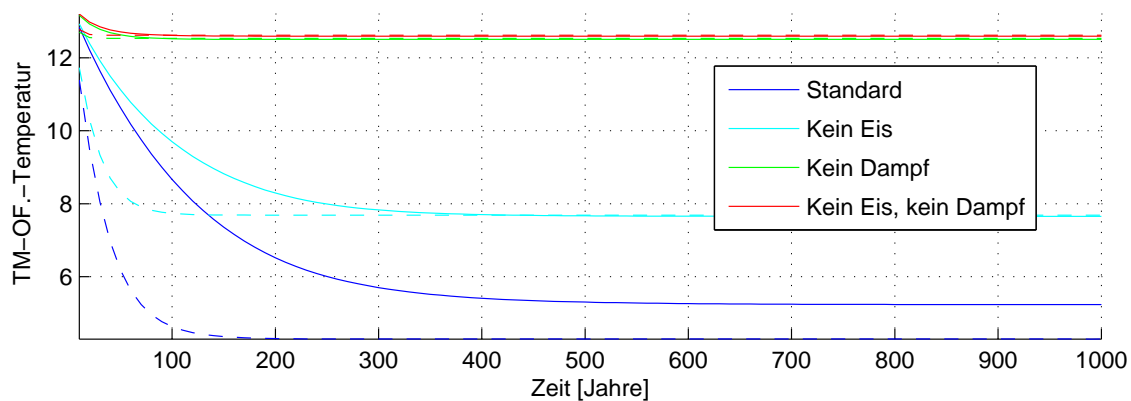


Abbildung 3.3.: RSP-Entwicklung der  $TM-T_{of}$ , gestrichelt sind die Läufe ohne tiefen Ozean

Beispiel für einen transienten Antrieb ist eine solare Einstrahlung, zu der eine einfache Sinusschwankung mit bestimmter Amplitude und Periode addiert wird, wie im Abschnitt 3.3 diskutiert. Der Endzustand, beziehungsweise der Endresponse des Klimas ist hier zweitrangig, da er abhängig von Frequenz und Amplitude der auferlegten Schwingung schwankt und somit nicht eindeutig definiert ist.

## 3.2. Experimente mit stationären Forcings

In Abb. 3.4 sind einige Antriebe, also Unterschiede zwischen Kontroll- und Szenarioeinstrahlungsmuster dargestellt und werden in den folgenden Abschnitten näher erläutert.

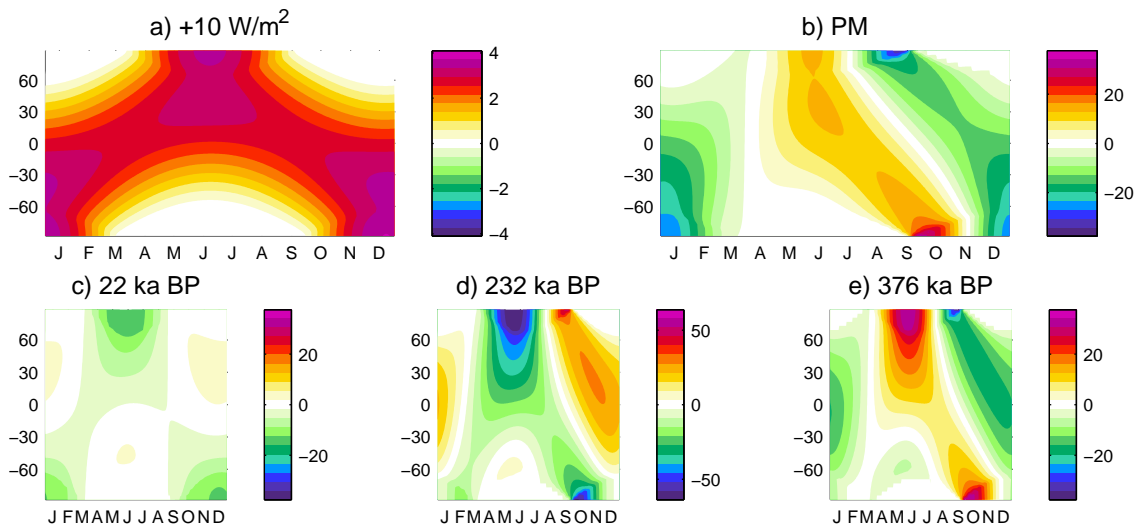


Abbildung 3.4.: Stationäre Forcings, relativ zur (heutigen) Kontrollklima-Einstrahlung: a) Solar-  
konstantenänderung um  $+10\text{W}/\text{m}^2$ , b) 3 Ma Insolationenmittel, c) reale 22, d)  
reale 232 und d) reale 376 ka BP-Einstrahlung, in  $\text{W}/\text{m}^2$

### 3.2.1. Konstante Änderung der Solarkonstante, 'Schneeball Erde'

Zunächst wird die Solarkonstante  $S_0 = 1367\text{W}/\text{m}^2$  auf  $S'_0 = 1377\text{W}/\text{m}^2$  erhöht, in dem die heutige Einstrahlung  $I$  (siehe Abb. 2.1b) mit einer prozentualen Änderung  $I_{\text{relativ}}$

$$I_{\text{relativ}} = \frac{S_0 + \Delta S}{S_0} \quad (3.2)$$

multipliziert wird, also in Ihrer Amplitude um  $\Delta S = +10\text{W}/\text{m}^2$  verstärkt wird.

Der exemplarische Unterschied zur Kontrolllaufeinstrahlung für  $\Delta S = +10\text{W}/\text{m}^2$  ist in Abb. 3.4a dargestellt. Es stellt also eine prozentuale Verstärkung Einstrahlung jeder Latitude und jeder Jahreszeit gleichermaßen dar. Absolut verstärkt sich also die Einstrahlung der Polarnächten nicht, aber die in den polaren Sommern maximal. Unter diesen Bedingungen läuft das Modell bis es sich wieder in seinem Gleichgewicht befindet. Der dann errechnete  $T_{\text{of}}$ -Response ist in Abb. 3.5a dargestellt. Ähnliche Muster ergeben sich auch bei anderen Erwärmungsszenarios, wie zum Beispiel bei einem Lauf mit doppelten  $\text{CO}_2$ -Gehalt der Atmosphäre (Abb. 3.5c): Es handelt sich um eine globale Erwärmung, im Falle der Solarkonstantenänderung um lokal bis zu 15 Grad Celsius, wobei sie über Kontinenten und in den Subtropen zum Teil erheblich stärker ist als über den Ozeanen bzw. sonstigen Regionen der Erde. Auch die winterliche, arktische Verstärkung der Erwärmung [ASCI, 2005] ist nachzuweisen. Bei weiteren Werten der Insolationserhöhung ändert sich wohl die Amplitude, nicht aber das Muster. Anders ist das bei Abkühlung, beziehungsweise Verminderung der Einstrahlung: Eine analoge Verminderung um  $\Delta S = -10$  bzw. extremer  $\Delta S = -50\text{W}/\text{m}^2$  entsprechend Gleichung 3.2 ergibt den in Abb. 3.5b+d dargestellten Response des Modells. Im ersten Fall ( $\Delta S = -10$ ) kühlen sich die nördlichen mittleren und subpolaren Breiten insbesondere kontinental mit bis zu  $-15^\circ\text{C}$  am stärksten ab. Nach Süden hin schwächt sich die Abkühlung ab, die Antarktis bleibt davon praktisch unberührt. Offensichtlich ist somit der Oberflächenanteil von unvereistem Land mit ausschlaggebend für das Ausmaß der Abkühlung. In den

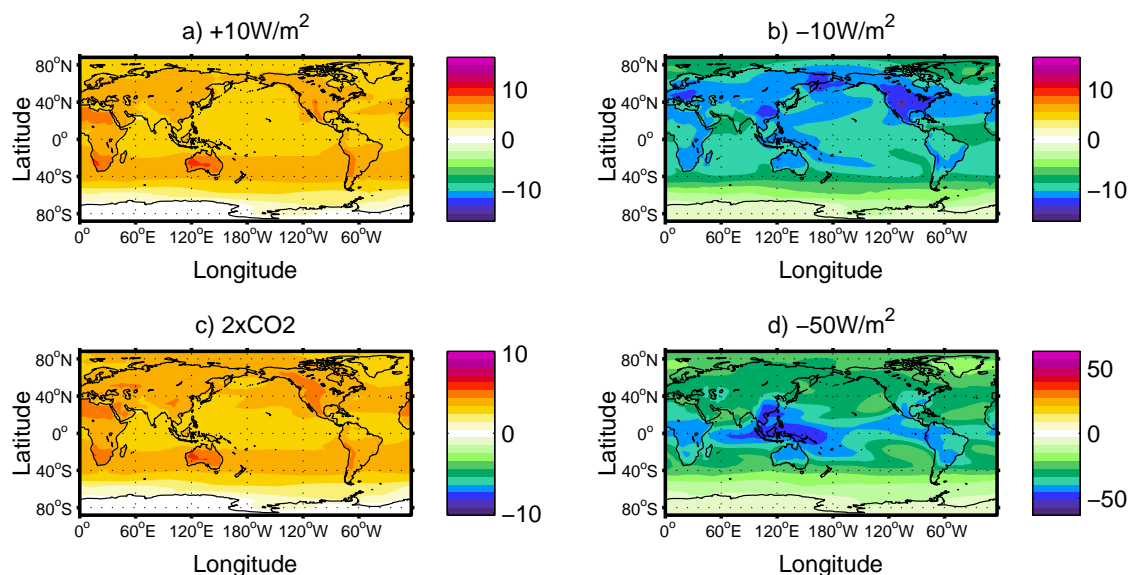


Abbildung 3.5.:  $T_{of}$ -RSP in  $^{\circ}\text{C}$  für diverse Antriebe

drei südlichen Weltmeeren, Pazifik, Atlantik und Indik machen die Zirkulationstrukturen über die Atmosphärenemperatur durch eine leicht schwächere Abkühlung im östlichen Teil bemerkbar.

Bei einer unrealistischen Einstrahlungsverringerung um  $\Delta S = -50\text{W}/\text{m}^2$  ergibt sich ein sich von dem ersten unterscheidendes Muster: In erster Linie sind jetzt die Tropen und Subtropen am stärksten von der Abkühlung um bis zu  $-50^{\circ}\text{C}$  betroffen. Eine kontinentale Verstärkung der Abkühlung und ihre regionale Abschwächung im südöstlichen Teil des Pazifiks bleibt zu erkennen. Dieses zweite Muster lässt sich als eine Vereisung des kompletten Erdballs verstehen, bei

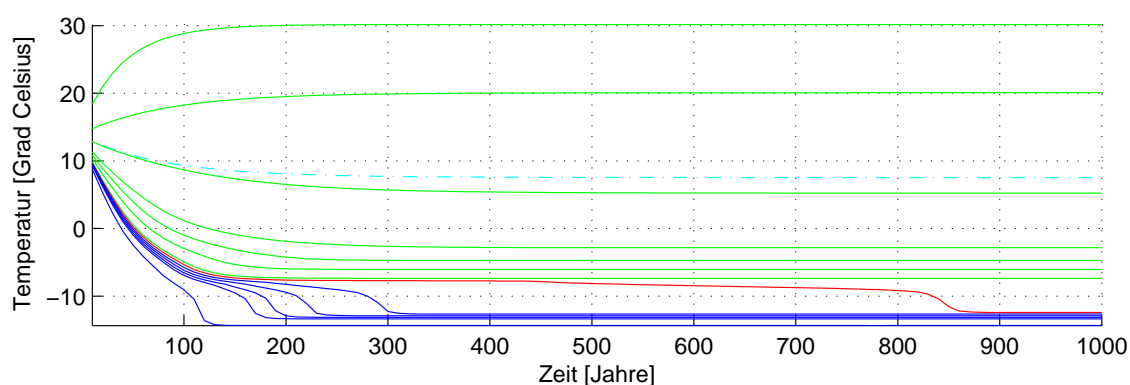


Abbildung 3.6.:  $T_{of}$ -RSP-Entwicklungen im globalen Jahresmittel in Grün von oben bei Einstrahlungserhöhungen von 50, 10 und -verminderungen um -10, -30, -35, -40  $\text{W}/\text{m}^2$ , rot um -41 und weiter in Blau um -42, -43, -44, -45, -50  $\text{W}/\text{m}^2$ ; Die zyanfarbene gestrichelte Kurve ist die am Ausgangswert gespiegelte  $+10\text{W}/\text{m}^2$  Kurve,  $^{\circ}\text{C}$

der die Tropen, - als derzeit wärmste und feuchteste Region am meisten abkühlen können. Abb. 3.6 zeigt die zeitlichen Entwicklungen der Temperaturabfälle für verschiedene Solarkonstanten-



variationen, insbesondere in Rot die erste, die ein Zufrieren der tropischen Ozeane beschreibt ( $\Delta S = -41 \text{ W/m}^2$ ). Das GREB-Modell lässt zwar relativ schnell die Kontinente vereisen, doch erst ab einer Verminderung der Solarkonstante um  $-41 \text{ W/m}^2$  friert der äquatoriale Ozean zu und erwirkt auf Grund seiner riesigen Fläche einen starken Abfall im Temperaturverlauf um gut  $-5^\circ\text{C}$  in 100 Jahren. Diese Abkühlungsentwicklung ist in Abb. 3.7 gezeigt: Die erste Phase eines rapi-

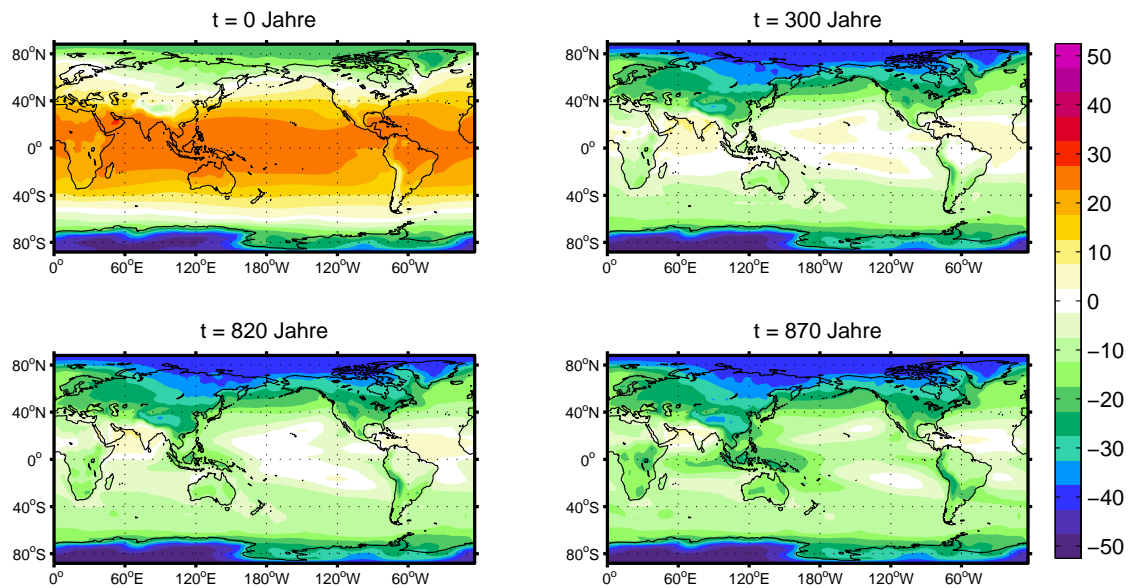


Abbildung 3.7.: Absolutwerte von  $T_{of}$  im Jahresmittel bei  $\Delta S = -41 \text{ W/m}^2$  zu verschiedenen Zeiten  $t$ , Einheit ist Grad Celsius

den Temperatursturzes zwischen Jahr 0 und Jahr 300 ist verbunden mit der kontinentalen 'Landvereisung', die sich von beiden Polen aus äquatorwärts vollzieht. Die zweite Phase eines Temperatursturzes erfolgt dann, bei dem Schwellenwert ( $\Delta S = -41 \text{ W/m}^2$ ) erst nach weiteren 500 Jahren mit der Vereisung der Ozeane, die sich durch die mit dem Meereis verbundenen Prozesse der Wärmekapazitätsänderung und des Eis-Albedo-Feedbacks selbst verstärkt und beschleunigt bis zur völligen Vereisung der dann nach *Kirschvink* [1992] sogenannten Schneeball Erde. Die wärmsten Stellen bleiben in den subtropischen Ozeanen, der Äquator ist vereist.

Es gibt zahlreiche Studien über die Schneeball Erde, zum Beispiel *Hoffman et al.* [1998] und *Hoffman, Schrag* [2002]. *Hyde et al.* [2000] stellt sich die Frage, wie Kleinstlebewesen ein solch dramatisches Klimaereignis (600–800 Ma BP) überleben konnten und simuliert einen offenen Wassergürtel entlang des Äquators. Allerdings unter völlig, insbesondere geographisch anderen Bedingungen und unter Verwendung eines Eisschildmodells. *Allen* [2008] bietet eine Übersicht zur Diskussion.

### 3.2.2. Mittlere Paläo-Insolation

Sukzessiv nächster Schritt ist es, ein qualitativ anderes Einstrahlungsmuster zu untersuchen als das heutige. Als Antrieb dient nun die über die letzten drei Millionen Jahren gemittelte Einstrahlung (im Folgenden mit 'PMI' für paläontologisch gemittelte Insolation abgekürzt), wie in Abb. 2.1a absolut und in Abb. 3.4b relativ zur heutigen Einstrahlung dargestellt. Unterschied zum vorigen

Versuch ist nun, dass die Sonne nicht global gleichförmig auf- oder abgedimmt wird, sondern, dass es regionale und saisonale Änderungen in der Einstrahlung gibt, was der Realität schon näher kommt. So wird im Vergleich zu heute die Nordhemisphäre im Hochsommer stärker und im Herbst schwächer, und der Südhemisphäre im Frühjahr stärker und im Sommer schwächer bestrahlt (Abb. 3.4b).

Es ergibt sich der in Abb. 3.8 dargestellte Response. Es lässt sich konstatieren, dass die PMI im

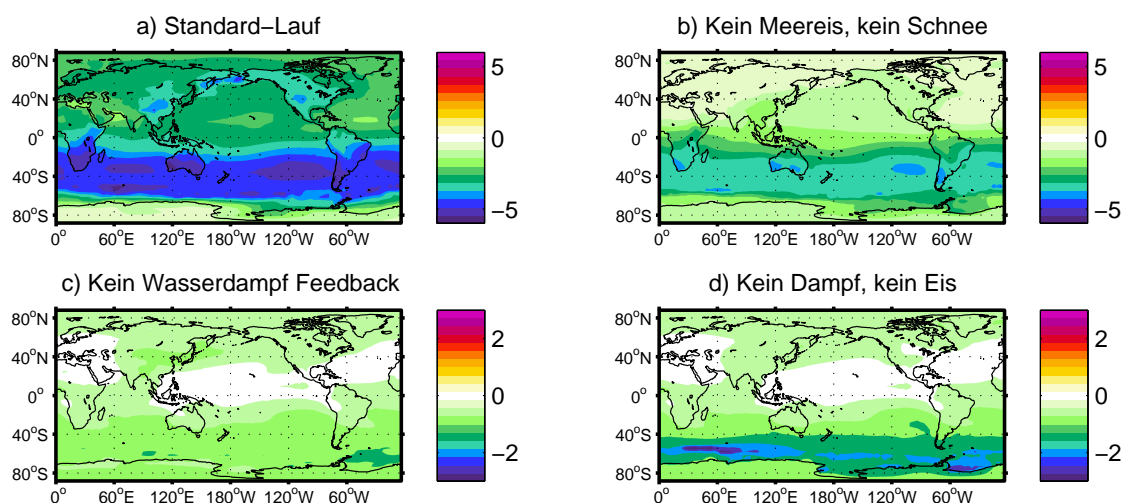


Abbildung 3.8.:  $T_{of}$ -Response für PMI-Antrieb mit und ohne Rückkopplungsmechanismen in °C., Verschiedene Farblegenden!

Modell eine globale Abkühlung mit ihrem Maximum über den Ozeanen der Südhemisphäre erwirkt. Im globalen Jahresmittel, in Abb. 2.2a durchgezogen grün eingezeichnet, liegt sie aber über der heutigen Einstrahlung, grün gestrichelt. Dieser kontraintuitiven Zusammenhang wurde schon eingangs erwähnt: Obwohl die PMI höher ist als die heutige Einstrahlung, liegt die paläontologisch gemittelte Durchschnittstemperatur deutlich unter der der heute anhaltenden, inter- oder post-glazialen Warmzeit (vgl. Abb. 1.1). So sieht es auch das Modell und simuliert eine deutliche globale Abkühlung beim Antrieb mit der PMI.

Spannend ist die modellierte Sensitivität der zwei Feedbacks, Eis-Albedo und Wasserdampf. Zunächst wird der Wasserdampffeedback unterdrückt, indem der latente Wärmefluss unterbunden und der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre konstant gehalten wird (Abb. 3.8c). Der Response zeigt ebenfalls eine Abkühlung, die aber nur noch halb so stark ist als mit Wasserdampf. Dann wird nur das Meereis unterdrückt, indem seine Wirkung auf Albedo und Wärmekapazität der Oberfläche unterdrückt wird. Auch das dämpft die Abkühlung (Abb. 3.8b), aber deutlich geringer als beim Wasserdampf. Das heißt, dass der Wasserdampffeedback deutlich mehr zur Abkühlung beiträgt als es das Eis tut, was dem Wasserdampffeedback wieder seine Führungsrolle bestätigt.

Der Lauf ohne Wasserdampf und ohne Eis (Abb. 3.8d) weist eine leicht stärkere Abkühlung in den südlichen Ozeanen auf als der Modelllauf ohne Wasserdampf und mit Eis (Abb. 3.8c). Gleiches gilt für die Läufe mit Wasserdampf, insbesondere für das Weddelmeerl. Daraus folgt unter der Annahme eines korrekten Modells, dass das Eis direkt oder indirekt die polare Abkühlung,

insbesondere im Weddelmeer abschwächt.

Um sich der Wirkung des tiefen Ozeans klarer zu werden, ist eine nähere Untersuchung mit Läufen erforderlich, in denen der tiefe Ozean ausgeschaltet ist und nur die Deckschicht der Ozeane berücksichtigt wird. Empirisch erwarten würde man ähnliche RSP-Muster, da der Ozean im All-

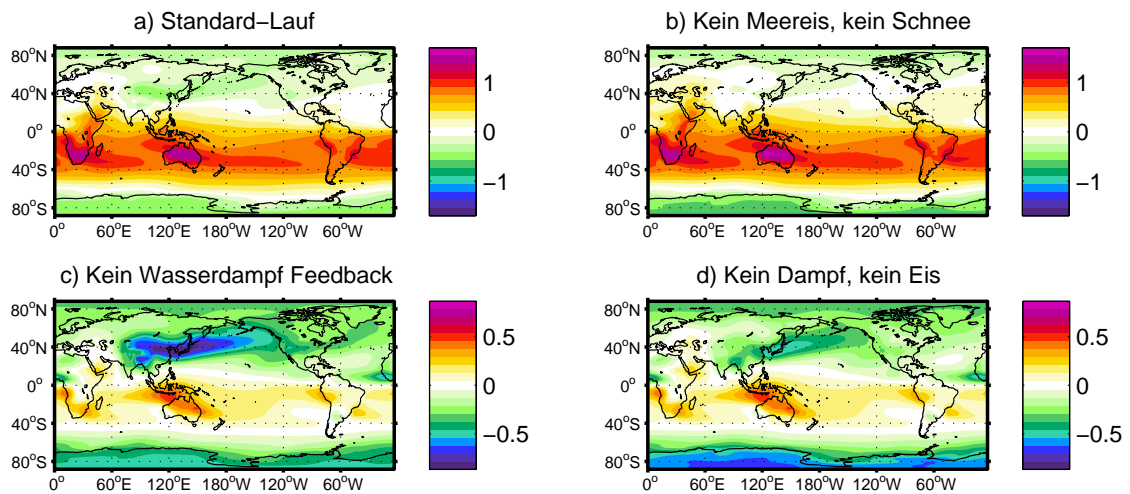


Abbildung 3.9.:  $T_{of}$ -RSP wie Abb. 3.8, nur ohne tiefen Ozean

gemeinen nur verzögernde, aber nicht qualitativ entscheidende Wirkung nachgesagt wird. Berechnen lässt sich jedoch nur der RSP nach Abbildung 3.9, die kaum Ähnlichkeiten und zum Teil gar Widersprüche zum obigen Ozean-Lauf aufzuweisen scheint. Das Muster stellt global gemittelt sogar eine leichte Erwärmung dar, solange der Wasserdampffeedback berücksichtigt wird (Abb. 3.9a und b). Eine wärmende Wirkung des Wasserdampfes in den niederen und mittleren Südbreiten ist offensichtlich, im Widerspruch zu Abb. 3.8a+c. Die zeitliche Entwicklungen (Abb. 3.10) zeigen

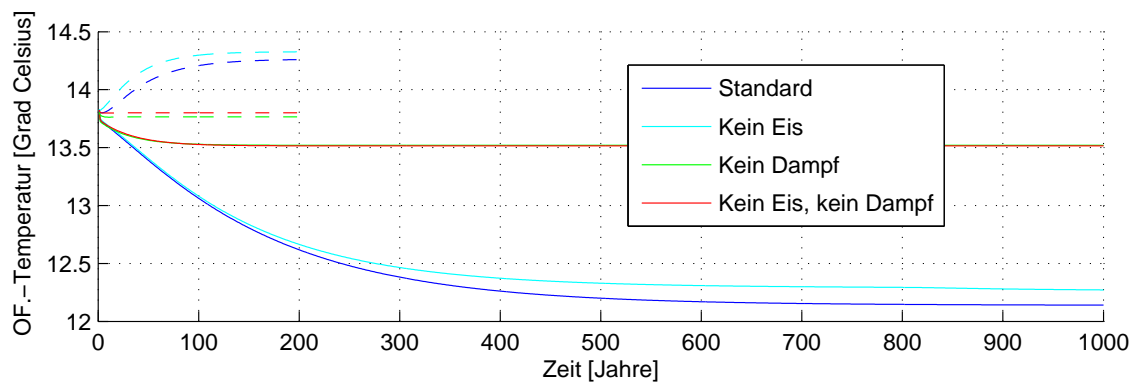


Abbildung 3.10.:  $T_{of}$ -RSP-Entwicklung in  $^{\circ}\text{C}$ , Färbung siehe Legende. Gestrichelte Zeitreihen sind ohne tiefen Ozean berechnet.

sich, wie erwartet mit einer schnellen Entwicklung des Laufes ohne Ozean (gestrichelt) und einer langsamen mit Ozean (durchgezogen), aber eben unerwartet mit Erwärmung und Abkühlung, abhängig davon, ob der Ozean tief ist oder nicht.

Erklärungen bieten sich hierzu noch nicht an, eher die Vermutung, dass das Modell nicht ganz zuverlässig arbeitet. Hierzu mehr in der Diskussion (Kap. 4). Ob also tatsächlich der Ozean die Verantwortung für das heute trotz geringer Einstrahlung warme Klima trägt, bleibt also zu klären.

### 3.2.3. Weichselkaltzeit

Nächstes Ziel ist es, eine Kaltzeit unter Verwendung einer realen Einstrahlung zu simulieren. Dafür werden drei Jahrtausende aus dem Einstrahlungssatz heraus gegriffen:

- Weichselkaltzeit (22 ka BP)
- Globales Einstrahlungsminimum der letzten 1000 ka (376 ka BP)
- Zonales Sommereinstrahlungsminimum bei 65°N (232 ka BP)

Die entsprechenden Forcings sind in Abb. 3.4c-e abgedruckt, zum Teil mit verschiedenen Farblegenden. In der Vostokkurve (Abb. 1.1) finden sich alle drei Zeitpunkte in Kaltzeiten, aber nur bei 22 ka BP handelt es sich wirklich um ein glaziales Maximum.

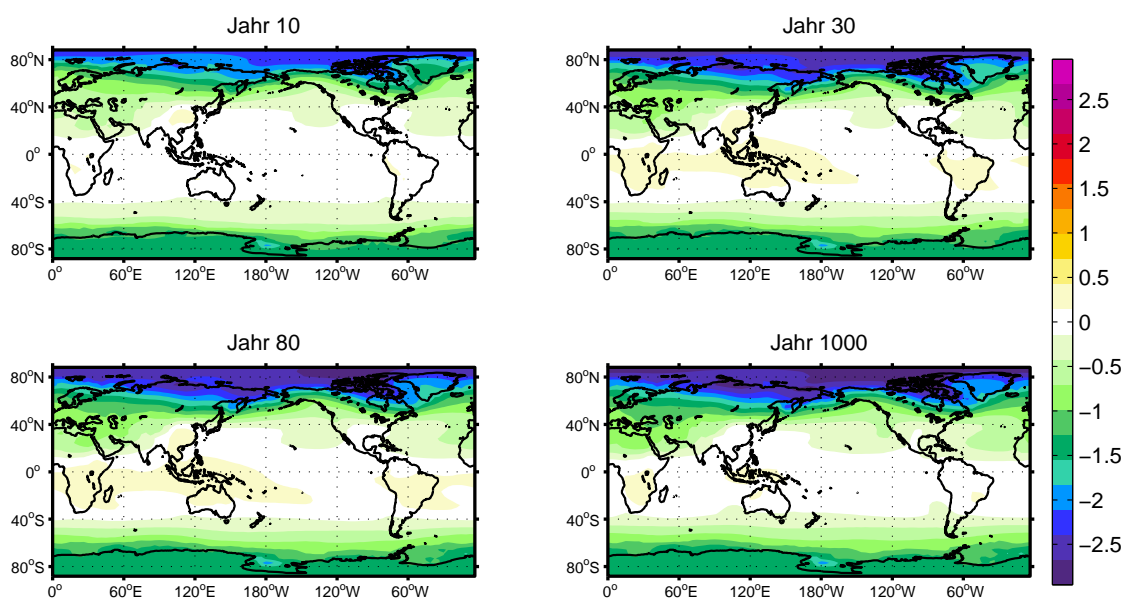


Abbildung 3.11.:  $T_{of}$ -RSP auf 22 ka BP-Einstrahlungs-FRC nach 10, 30, 80 und 1000 Jahren, [°C]

Das Forcingmuster des letzten glazialen Maximums (LGM) um 22 ka BP (Abb. 3.4c) erinnert in seiner Form an das invertierte der ersten EOF der Obliquität in Abb. 2.6. Es beschreibt eine leichte Abschwächung der Sommereinstrahlung auf NH und SH und eine noch leichtere Verstärkung der Wintereinstrahlung. Das Muster ist also Ausdruck einer abgeschwächten Saisonalität.

Der Response darauf ist in Abb. 3.11 rechts unten abgebildet. Er zeichnet sich durch eine moderate Abkühlung bis  $-2.5^{\circ}\text{C}$  in den hohen und vor allem arktischen Breiten sowie eine leichte

Erwärmung der Tropen aus. Die global- und jahresgemittelte Abkühlung beträgt insgesamt  $-0.34^{\circ}\text{C}$  und liegt damit sowohl weit unter den realen  $6^{\circ}\text{C}$  als auch unter den Erwartungen an das simplifizierte GREB-Modell ohne wichtige Kohlenstoffdioxid- oder Landeis-Feedbacks. Weitaus interessanter gestaltet sich die Betrachtung der Entwicklung des Responses (Abb. 3.11). Die schwache tropische Erwärmung tritt im Verlauf mal stärker (Jahr 30) und mal schwächer (Jahr 80 und später) bei anhaltender Abkühlung der Arktis auf. Die Vermutung von zumindest zwei verschiedenen Erwärmungsmustern liegt nahe und motiviert zu einer EOF-Analyse (Abb. 3.12), die tatsächlich zwei unabhängige Variationsmuster der RSP-Zeitreihe detektiert. Das erste erklärt gut

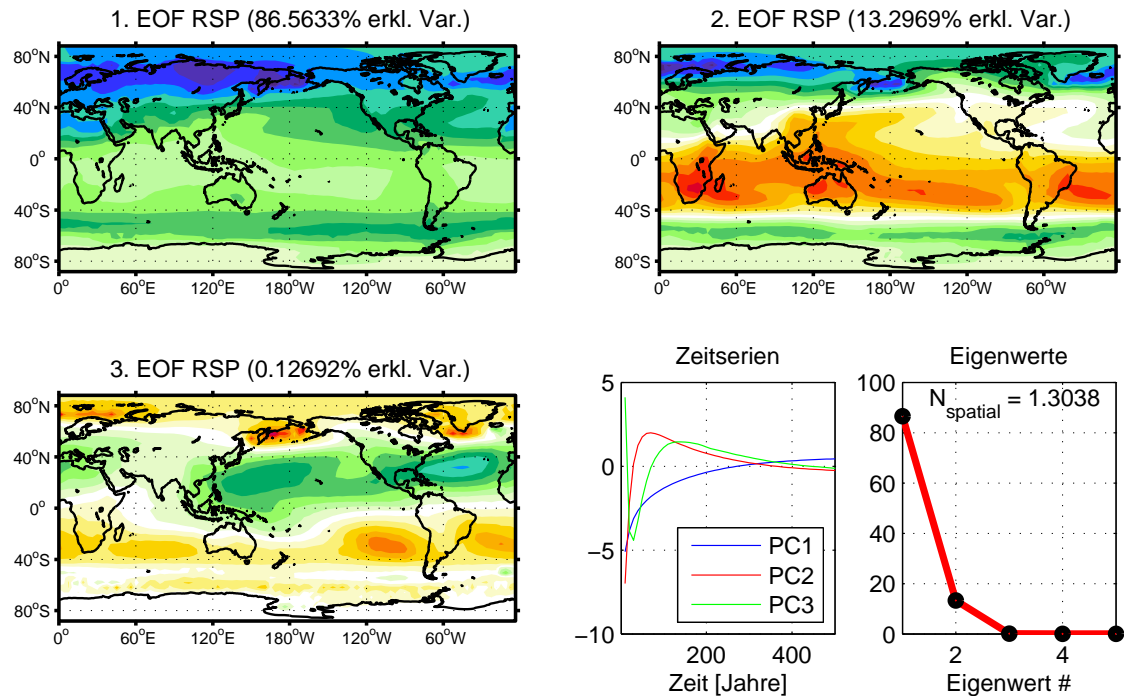


Abbildung 3.12.: EOF-Analyse für  $T_{of}$ -RSP von 22 ka BP Experiment: Zeitserien sind in Standardabweichungen, Eigenwerte in erklärter Varianz [%] angegeben

86 % der Varianz und beschreibt eine globale Abkühlung, die global von Süd nach Nord zunimmt, äquatorial etwas abnimmt und maximal wird über Nordrussland. Das zweite EOF-Muster erklärt noch immerhin gut 13 % und beschreibt eine tropische und südsubtropische Erwärmung und eine Abkühlung der hohen Nordbreiten. Das dritte EOF zeigt nur noch lokale Maxima und erklärt mit 0.12 % zu wenig Varianz, um ihm eine physikalische Bedeutung zuschreiben zu können.

Nach Modelldaten [Kutzbach *et al.*, 1998] liegen die Oberflächentemperaturen der entsprechenden Zeit (21 ka BP) überall signifikant unter den heutigen und am tiefsten (bis zu  $16^{\circ}\text{C}$  kälter als heute) in der Nähe der Eisschilde und in Regionen von ausgedehntem Meereis in beiden polaren Ozeanen. Über den nordamerikanischen und europäischen Eisschilden liegen sie unter  $-20^{\circ}\text{C}$  im Nordsommer. Im größten Teil der Tropen ist es  $2-4^{\circ}\text{C}$  kälter. Hier werden nur noch selten Jahresmittelwerte von  $25^{\circ}\text{C}$  erreicht. In den meisten extratropischen Regionen ist es entsprechend der tieferen Temperatur und dem implizit verringerten, potentiellen Wasserdampfgehalt der Atmosphäre auch trockener als heute.



Im Vergleich lassen sich nun nur wenige Gemeinsamkeiten feststellen oder Rückschlüsse ziehen, zumal auch *Kutzbach et al.* [1998] die extremen Bedingungen auf die Eisschilde und die tiefen  $CO_2$ -Werte zurückführen, was beides im GREB-Modell nicht berücksichtigt ist.

### 3.2.4. 376 ka BP - Einstrahlung

Als nächstes wird als Forcing die global gemittelt minimale Einstrahlung der vergangenen 1000 ka von 376 ka BP zum Einsatz kommen, abgebildet in Abb. 3.4e. Sie ist, wie die PMI, stärker als heute in Mai bis Juni auf der Nordhemisphäre und schwächer von August bis September, während sie auf der Südhalbkugel gerade zwischen August und Oktober niedriger ausfällt.

Es ergibt sich diesmal, - auch nach EOF-Analyse -, nur ein RSP-Muster, das in Abb. 3.13a abgebildet ist: Stark ausgeprägt ist eine polare Erwärmung um circa  $2^\circ C$ , die einhergeht mit

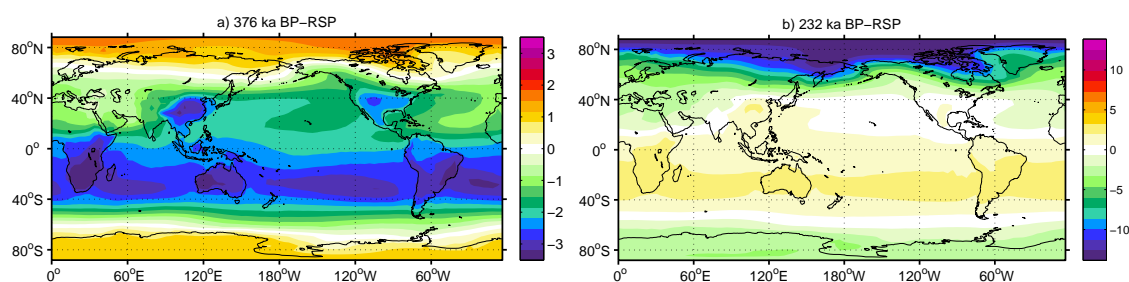


Abbildung 3.13.:  $T_{of}$ -RSP in  $^\circ C$ : a) 376 und b) 232 ka BP - Einstrahlungsexperiment

einer tropischen bis südsubtropischen Abkühlung um maximal  $-3.5^\circ C$ . Insgesamt führt diese Einstrahlung auf ein Absinken der Globaltemperatur um  $-1.57^\circ C$ , was den Erwartungen schon recht nahe kommt.

Augenfällig ist die Ähnlichkeit der Forcings von 376 ka BP und der PMI (vgl. Abb. 3.4b und e). Vergleicht man die entsprechenden Response (Abb. 3.8a und 3.13a), unterscheiden sich diese erheblich in den polaren Breiten. Beim PMI-Experiment kühlen sich die Pole um circa  $-2^\circ C$  ab, beim 376 ka BP-Experiment erwärmen sie sich um den selben Betrag. Das bestärkt die Annahme, dass schon kleine Änderung im Einstrahlungsmuster weitreichende Folgen haben, die nicht trivial abzuschätzen sind, sondern mit einem eigenen Modellauf errechnet werden müssen.

### 3.2.5. 232 ka BP - Einstrahlung

Um etwaige Dominanz der  $65^\circ N$  Sommereinstrahlung [*Milankovitch*, 1930] trotz fehlenden Eisschildmodells zu überprüfen, wird aus Abb. 2.2b das Jahrtausend mit der minimalen Sommereinstrahlung bei  $65^\circ N$  bestimmt: 232 ka BP. Dieses Forcing (Abb. 3.4d) ähnelt dem negativen Abbild des 376 ka BP-Forcing: Der nordhemisphäre Hochsommer wird stärker bestrahlt, der Herbst jedoch schwächer. Auf der Südhemisphäre ist die Änderung im Vergleich zu heute moderat negativ, am Pol wird der Oktober sehr viel schwächer bestrahlt.

Auch der Response ist dem vorherigen 376 ka BP-Versuch qualitativ entgegengesetzt: Er verzeichnet eine sehr starke arktische Abkühlung bei einer moderaten äquatorialen Erwärmung, dargestellt in Abb. 3.13b. Im Mittel führt dies im Vergleich zu heute auch zu einer Abkühlung von  $-0.42^\circ C$ .

Es wird deutlich, dass das Insolationsmuster des globalen Insolationsminimums global gemittelt einen dreimal stärkeren Response hat als jenes des lokalen Minimums bei  $65^{\circ}\text{N}$ . Daraus ließe sich zunächst die Vermutung ableiten, dass tatsächlich erst ein Eisschildmodell die  $65^{\circ}\text{N}$  Sommereinstrahlung dominieren lässt. Das GREB-Modell reagiert jedenfalls im globalen Mittel mit einer schwächeren Abkühlung als beim globalen Minimum. Es bleibt allerdings darauf hingewiesen, dass das 232-ka-BP-Forcing auch lokal rund doppelt so stark ist. Dementsprechend hat auch der Response eine zwei- bis dreimal größere Amplitude von knapp  $\pm 15^{\circ}\text{C}$ . Für weitere, insbesondere transiente Studien mit realem Antrieb kann aber schon mal konstatiert werden, dass Kaltzeiten anders auftreten werden als in den Vostok- Daten verzeichnet, da die Dominanz der Nordsommereinstrahlung [Milankovitch, 1930] mit dem aktuellen GREB-Modell nicht bestätigt werden kann.

Auch hier wird eine EOF-Analyse angestrengt, um Anzahl und Muster der EOFs zu bestimmen, einsehbar in Abb. 3.14. Wie schon beim Weichselkaltzeitlauf gibt es auch hier zwei Er-

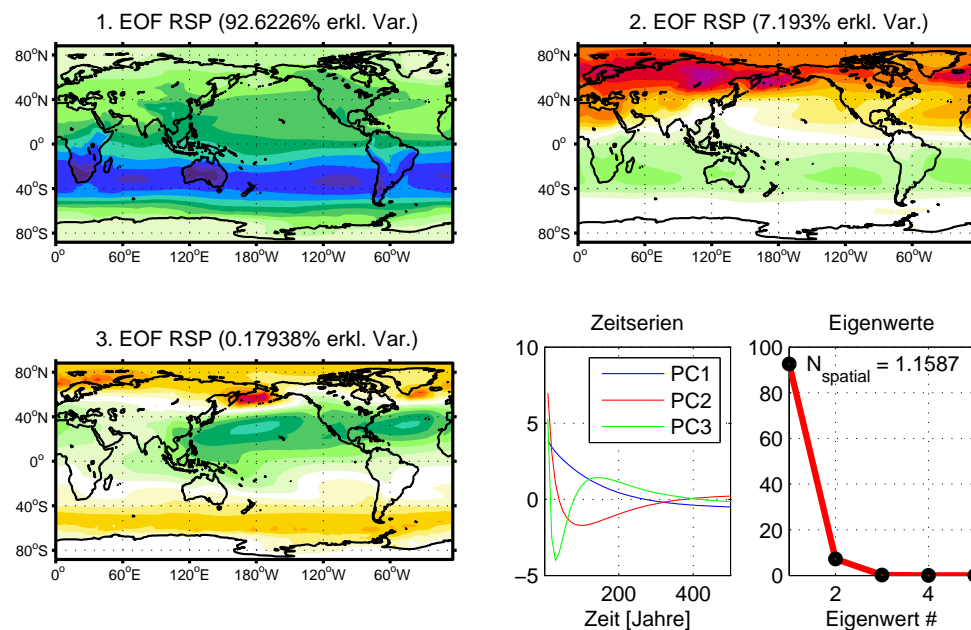


Abbildung 3.14.: EOF-Analyse des 232 ka BP-Experiments: Zeitserien sind in Standardabweichungen, Eigenwerte in erklärter Varianz [%] angegeben

wärmungsmuster mit 93 und 7% erklärter Varianz, die im Zusammenspiel mit ihren Zeitserien die zeitliche Entwicklung in Abb. 3.15 zulassen: Eine schnelle polare Abkühlung in 40 Jahren und ein langsames, schwaches Erwärmen der Tropen und Südsüdpolen, das über 300 Jahre anhält. Dieses Verhalten weist eindringlich auf die mögliche Existenz multipler Erwärmungsmuster hin.

### 3.3. Transiente Experimente

In diesem Abschnitt wird eine zeitlich veränderliche, transiente Einstrahlung als Forcing verwendet, wodurch in Kombination mit der Trägheit des Klimas verschiedene Reaktionen und Response möglich sind. Untersucht werden sinusoidale, chaotische und reale Einstrahlungsszenarien.

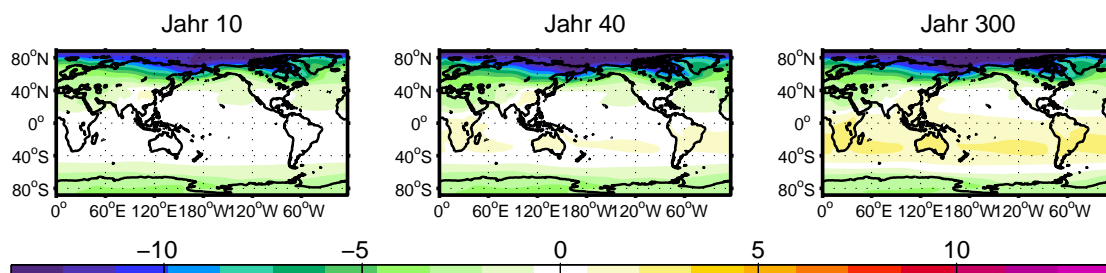


Abbildung 3.15.: Zeitentwicklung der 232-ka BP-RSP: nach 10, 40 und 300 Jahren, [°C]

### 3.3.1. Sinusoidale Modulation der Solarkonstante

Die Solarkonstante  $S_0$  wird mit einer Periode  $P$  und einer Amplitude  $\Delta S$  sinusoidal geändert. Der Faktor  $I_{\text{relativ}}$  ändert sich nun also mit der Zeit  $t$

$$I_{\text{relativ}} = \frac{S_0 + \Delta S \cdot \sin(\omega t)}{S_0}, \quad (3.3)$$

mit der Kreisfrequenz  $\omega$

$$\omega = \frac{2\pi}{P}. \quad (3.4)$$

Zunächst wird eine FRC-Amplitude  $\Delta S = 5W/m^2$  mit einem Muster wie in Abb. 3.4a bei verschiedenen Perioden  $P \in [200 a, 1 ka, 2 ka, 4 ka]$  untersucht. Das Modell liefert die in Abb. 3.16a dargestellten Verläufe der globalen Jahresmitteltemperatur. Nach einer Einschwingzeit von rund einem Jahrtausend ändert sich der RSP dem FRC folgend sehr regelmäßig. Zu erkennen sind vor allem drei Charakteristiken: Mit wachsender Periode gehen

1. eine wachsende Amplitude des RSP-Signals,
2. ein sich schwach senkender Mittelwert der RSP-Schwingung und
3. eine wachsende Abweichung von einer gewöhnlichen sinusoidalen Form einher.

Der erste Punkt lässt sich durch die schon angesprochene Trägheit des Klimas, insbesondere des tiefen Ozeans erklären, die bewirkt, dass hochfrequente Änderungen in der Einstrahlung weniger Auswirkungen haben als niederfrequente. Die RSP-Amplituden-Verstärkung nimmt mit steigender Periode asymptotisch ab und ist bei  $P = 4000a$  schon annähernd abgeschlossen, sodass sich die Amplitude von  $P = 6000a$  kaum noch von der des  $P = 4000a$ -Laufs unterscheidet.

Bezüglich der schwachen Absenkung des Mittelwertes lassen sich nur Vermutungen aufstellen. Eine ist, dass ein asymmetrisch stark sensitiv auf negative Impulse reagierender, tiefer Ozean sich umso stärker auf die Kurve auswirkt, je mehr Zeit er dazu hat. Naheliegender ist auf jeden Fall die Verbindung zum tiefen Ozean, da nur der auf derart langen Zeitskalen agiert.

Die Abweichung von einer klassischen Sinuskurve und die Verzögerung (engl.: 'Delay') von RSP zum FRC sind weitere variierende Charakteristika und in den Abbildungen 3.16b bis e dargestellt. Die aufsteigende Flanke des Responses des 4 ka Perioden-Laufs (Abb. 3.16e) weist kaum noch eine Verzögerung zum FRC auf, während die abfallende sich um bis zu 200 Jahre verzögert; eine



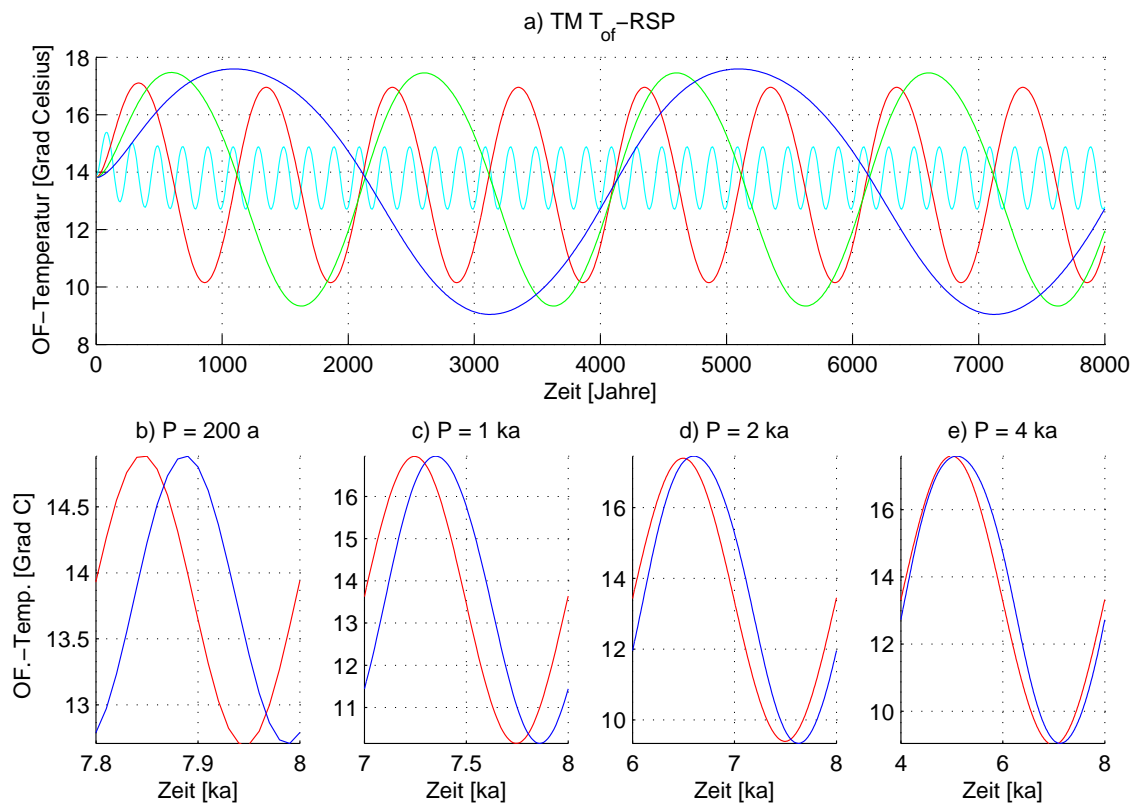


Abbildung 3.16.: a) TM der  $T_{of}$  für verschiedene Perioden: 200a in Zyan., 1000a in Rot, 2000a in Grün und 4000a in Blau, FRC-Amplitude ist  $5W/m^2$ , b-e) Formvergleich von FRC (rot) und RSP-Kurve (blau) der verschiedenen Perioden.

leichte Asymmetrie, die unten weiter erläutert wird. Ansonsten sind weder Zeit-, noch Phasenverschiebung von RSP zu FRC konstant oder mit der Periode in linearen Zusammenhang zu bringen.

Die Periode von 4000 Jahren wird genauer auf Abhängigkeiten von Rückkopplungsmechanismen untersucht (Abb. 3.17). Dargestellt sind neben den normierten Temperaturkurven der vier Läufe (Standard blau, kein Eis zyan, kein Dampf magenta, kein Eis und kein Dampf rot) ihre zugehörigen, skalierten Einstrahlungsforcings (schwarz gestrichelt). Um eine rein durch eine erhöhte Amplitude verursachte, nonlineare Wirkung und Sinusverformung auszuschließen, werden die jeweiligen Einstrahlungen mit verschiedenen Amplituden forciert, die einen vergleichbar starken Response hervorrufen. Die exakten Amplitudenwerte sind der Bildunterschrift zu entnehmen.

Allein bei der Betrachtung der Amplituden fällt abermals auf, dass der Wasserdampffeedback quantitativ einen erheblich größeren Anteil am Standardresponse hat als der Eisfeedback. Schaltet man beide Feedbacks aus, so erfordert das ein gut zehnmal höheres Forcing, um dieselbe RSP-Größenordnung zu erreichen. In der Hoffnung auch ohne jedes Eisschildmodell schon eine Art asymmetrischen Sägezahn in der Verformung zu entdecken, kann man nun die blaue mit der schwarz gestrichelten Kurve vergleichen und feststellen, dass sie nur leicht, aber, wie oben schon angemerkt, asymmetrisch verformt ist. Ihre absteigende Flanke stellt eine leichte Verzögerung

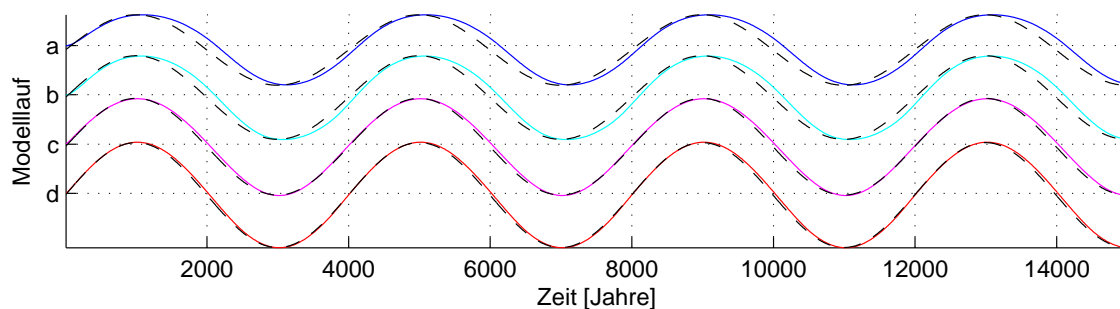


Abbildung 3.17.: Normierte, globale Jahresmitteloberflächentemperatur verschiedener Modellläufe mit  $P = 4ka$ : a) Standardlauf mit  $\Delta S = 5 \text{ W/m}^2$ , b) ohne Eisfeedback mit  $\Delta S = 8.5 \text{ W/m}^2$ , c) ohne Wasserdampffeedback mit  $\Delta S = 45 \text{ W/m}^2$ , d) ohne Dampf- und Eisfeedbacks mit  $\Delta S = 53.3 \text{ W/m}^2$ ; Das sinusoidale Forcing ist jeweils schwarzgestrichelt dargestellt.

zum Forcing dar, während die Erwärmung sehr schnell reagiert. Die Minima der Kurve sind demzufolge stärker versetzt als die Maxima. Man könnte daher von den Anfängen eines Sägezahns sprechen, der sich wahrscheinlich schon auf die  $T_{of}$ -abhängige Albedo zurückführen lässt. Allerdings spielt in dieser Verformung auch der Wasserdampffeedback eine Rolle. Seine zyanfarbene Kurve deutet einen symmetrischen Versatz der Kurven in der ersten Hälfte einer jeden Erwärmung und Abkühlung an, während das Eis in seiner magentafarbenen Kurve eine kleine asymmetrische Verzögerung nur bei der Abkühlung aufweist, die aber auch schon im ganz feedbacklosen Lauf (rot) in Ansätzen vorhanden ist.

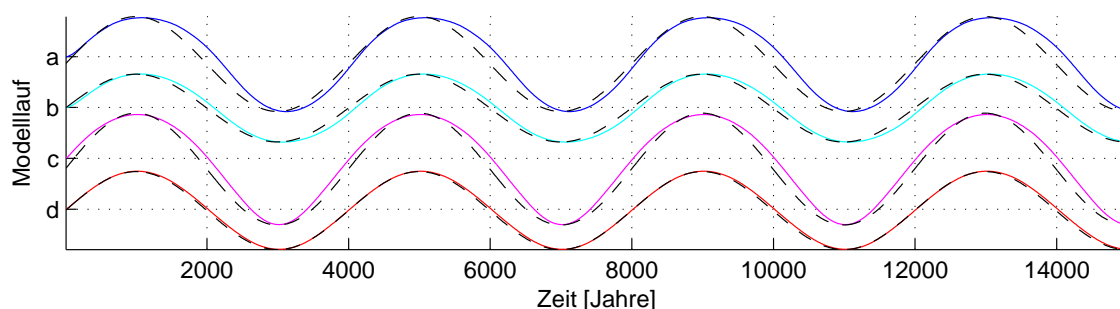


Abbildung 3.18.: Wie oben, nur Temperaturkurven für Winter (DJF) der Nordhemisphäre (50-70°N)

Werden nun die unter gleichen Umständen extremer reagierenden Winterresponsen der Nordhemisphäre (50-70°N) in Abb. 3.18 hinzugezogen, lässt sich feststellen, dass hier auf Grund des großen Landanteils der Eis-Albedo-Effekt (magenta) stärker zu Buche schlägt als der Wasserdampffeedback (cyan). Der Versatz in der abfallenden Kurve des Standardlaufs (blau) ist etwas größer als beim globalen Mittel. Zusammenfassend muss man festhalten, dass der kleine asymmetrische Versatz durch beides, Wasserdampf- und Eis-Albedo-Feedback bedingt wird, und durch die Abwesenheit von einem der beiden in seinem Ausmaß geschmälert wird. Die relative Signalamplitude deutet darauf hin, dass die Eisrückkopplung ursächlich ist für einen asymmetrischen Response und dass der Wasserdampffeedback verstärkende Wirkung auf die Amplitude der Asym-

metrie hat.

### 3.3.2. Chaotische Einstrahlungsvariationen

Nun wird untersucht, wie das Klima sich auf chaotische, verrauschte Einstrahlungen verhält. Dafür

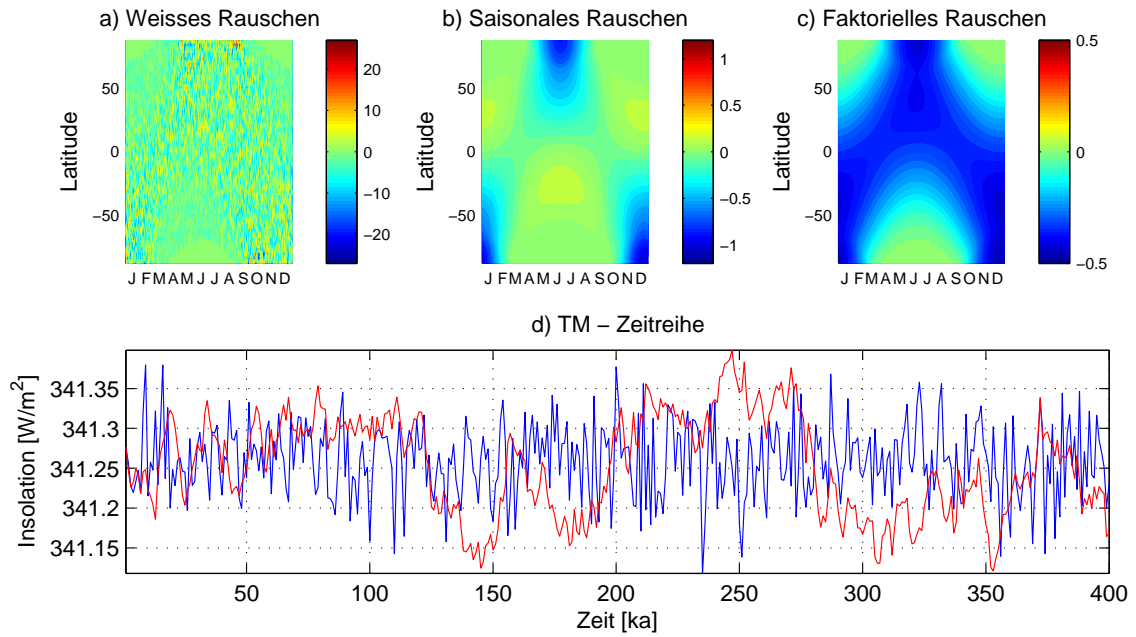


Abbildung 3.19.: Momentaufnahmen verschiedener, chaotischer Forcings: a) weißes oder rotes, b) saisonales und c) Solarkonstantenrauschen [ $W/m^2$ ], nähere Beschreibung im Text, d) Zeitreihe der globalen Jahresmitteleinstrahlung für das weiße (blaue Kurve) und rote Rauschen (rote Kurve)

wird eine Reihe von verschiedenen Einstrahlungsforcings kreiert, die in Abb. 3.19 dargestellt sind. Jedes dieser Forcings variiert alle tausend Jahre. Im Modell werden die Forcings dann jährlich eingelesen und interpoliert.

#### 3.3.2.1. Weißes Rauschen

Für dieses Experiment wird eine chaotische Zeitreihe  $wr$

$$wr_{ij}^t = (\xi_{ij}^t - 0.5) \cdot STD_{ij} \quad (3.5)$$

für jedes Jahrtausend  $t$  erstellt und auf das heutige Insolationsmuster addiert. Weiß heißt nur, dass die Schwankungen chaotisch sind und alle Frequenzen gleichermaßen berücksichtigt. In der obigen Gleichung ist  $i \in (1, 365)$  der Tag im Jahr,  $j \in (90S, 90N)$  der Breitengrad,  $\xi_{ij}^t \in (0, 1)$  eine Zufallszahl und  $STD_{ij}$  die Standardabweichung der 3 Ma-Einstrahlungszeitserie des Breitengrades  $j$  am  $i$ ten Tag im Jahr. Die Standardabweichung als Amplitude zu verwenden scheint deshalb sinnvoll, weil sie negative Einstrahlungswerte in Zonen keiner oder geringer Insolation marginalisiert. Jeder Zeitschritt wird neu berechnet und es gibt somit keinerlei Zusammenhang zwischen jedem einzelnen. Abb. 3.19a zeigt eine Momentaufnahme, entspricht also dem Forcing für ein einziges Jahrtausend. Die größten Schwankungen betragen rund  $\pm 50 W/m^2$  und treten in

den Bereichen auf, in denen die Einstrahlung maximal ist (vgl. Abb. 2.1b). Die weiße Zeitserie ist blau gezeichnet in Abb. 3.19d zu finden.

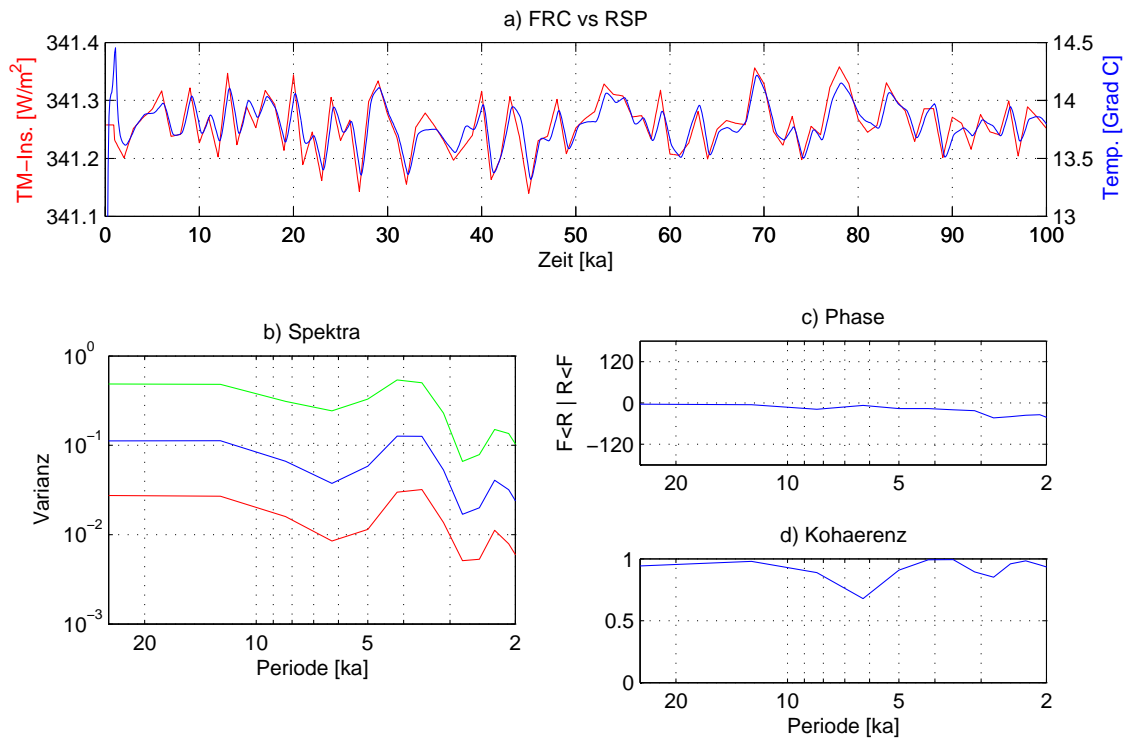


Abbildung 3.20.: Kreuzspektralanalyse für weißes FRC und RSP: a) Absolutwertzeitserien von Einstrahlung und TM-Oberflächentemperatur, b) FRC-(rot), RSP-(grün) und Kreuzspektrum (blau), c) Phase und d) Kohärenz

Zum Studium der Ergebnisse der Chaos-Experimente werden jeweils Kreuzspektralanalysen und Korrelationsuntersuchungen durchgeführt, - die des weißen Rauschens sind in Abb. 3.20 und 3.21 abgebildet. Zunächst sind in Abb. 3.20a in Rot die globalen Jahresmittel der Einstrahlung und in Blau der Oberflächentemperatur (rechte Y-Achse) gezeigt. Auf Grund der zonal und jahreszeitlich unabhängigen, chaotischen Einstrahlungsvorgaben wäre zu erwarten gewesen, dass sie sich gegenseitig entgegenwirken und ein wirklicher, geordneter Response nicht entstehen könnte. Doch die global- und jahresgemittelten Einstrahlungsschwankungen um circa  $0.2 \text{ W/m}^2$  bewirken eine entsprechende Temperaturantwort von rund einem halben Grad Celsius, die deutlich korreliert sind mit dem FRC. In Abb. 3.20b ist in Rot das Spektrum des Forcings, in Grün das des Responses und in Blau das Kreuzspektrum dargestellt. Deutlich zuerkennen ist die Ähnlichkeit der Verläufe der drei Spektren. Dass weder hohe noch tiefe Frequenzen viel stärker vertreten sind als die jeweils anderen, ist charakteristisch für das weiße Rauschen. Abb. 3.20c zeigt die Phase und 3.20d die Kohärenz. Ist die Phase negativ, bedeutet das, dass das Forcing den Response anführt, wie es auch physikalisch zu erwarten ist. So auch in dem vorliegenden Experiment. Der Phasenversatz wächst mit der Frequenz etwa auf bis zu 60 Grad bei einer Periode von 2k. Die Kohärenz gibt Auskunft, auf welchen Frequenzen dieser berechnete Versatz mathematisch überhaupt Sinn macht. Je höher die Kohärenz, umso höher auch die Korrelation, und umso stichhaltiger sind auch die Phasenangaben. Die Kohärenz hier ist durchweg sehr hoch, mit einem geringfügigen Einbruch

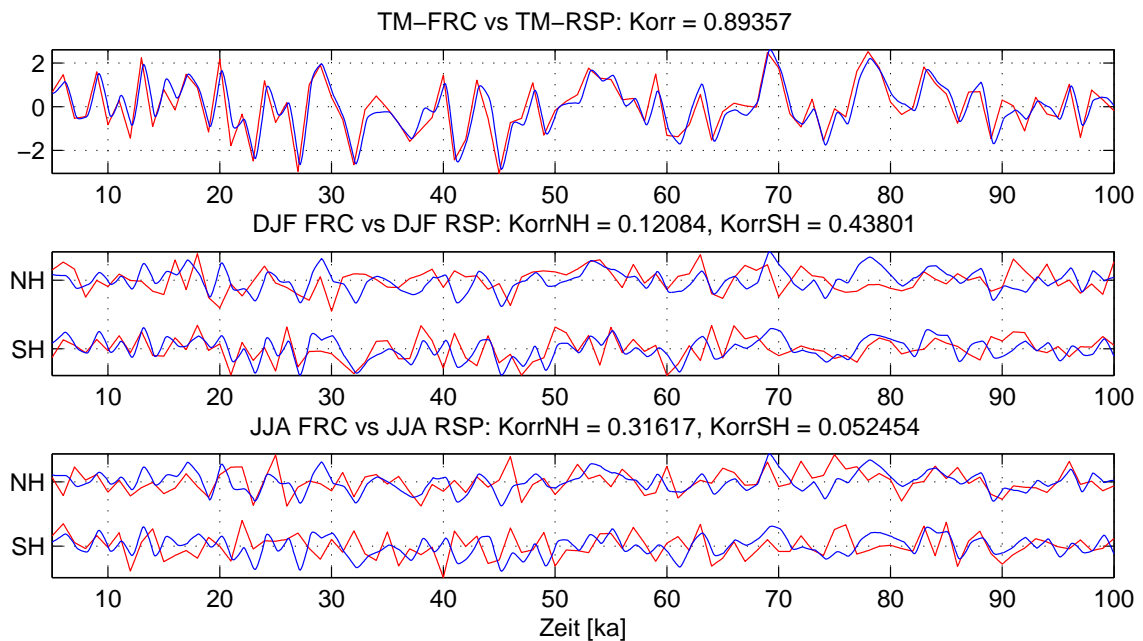


Abbildung 3.21.: Normierte Zeitserien von FRC (rot) und RSP (blau), oben TM, mittig DJF und unten JJA für Nord- und Südhemisphäre (jeweils 50-70°)

bei einer Periode von 7 ka.

Die Korrelationsuntersuchung in Abb. 3.21 zeigt jeweils mit der Standardabweichung normierte Zeitserien von Einstrahlungsforcing in Rot und Oberflächentemperaturresponse in Blau. Oben sind die Zeitserien des globalen Jahresmittels abgebildet, mittig die Zeitserien für den Zeitraum Dezember bis Februar für Nord- und Südhemisphäre (abgekürzt: NH und SH) und unten analog für Juni bis August. In den Titeln ist die Korrelation der Kurven angegeben. Sie ist mit 0.89 maximal in der gemittelten Kurve. In den zonalen und saisonalen Kurven ist sie deutlich kleiner, aber stets positiv. Die Sommerhemisphäre weist jeweils die höheren Korrelationswerte auf, was die Annahme, dass die Sommereinstrahlung wichtiger für die Temperaturentwicklung als die Wintereinstrahlung ist, unterstützt. Dieser Effekt beruht wahrscheinlich auf der viel größeren Einstrahlung im Sommer und den damit einhergehenden, viel größeren Einstrahlungsschwankungen, die viel größeren Einfluss haben auf die Temperatur. Anfängliche Vermutungen einer Eis-Albedo-Wirkung erwiesen sich nach einem Experiment ohne Eis mit denselben Ergebnissen als haltlos.

Das räumliche Responsemuster eines derart chaotischen Forcings ist in Abb. 3.22 als erstes EOF Muster dargestellt. Das Hauptmuster erklärt knapp 93 % der Varianz und zeigt eine starke Amplitude in den subtropischen und mittleren Breiten und eine kontinentale Verstärkung. Eine schwache Entwicklung findet überall statt, außer in der Antarktis. Das zweite Muster erklärt knapp 6 % Varianz und weist nord- und südhemisphärisch entgegengesetzte Temperaturveränderungen auf. Die Zeitserien sind nur für einen Ausschnitt von 10 ka zwischen 50 und 60 ka abgebildet und zeigen, wie erwartet, ein chaotisches Verhalten.

Obwohl die Einstrahlungsmuster jedes Jahrtausends saisonal und zonal unabhängig aufeinander

folgen, erfolgt eine global geordnete Temperaturentwicklung mit einem einzigen, klaren Hauptänderungsmuster.

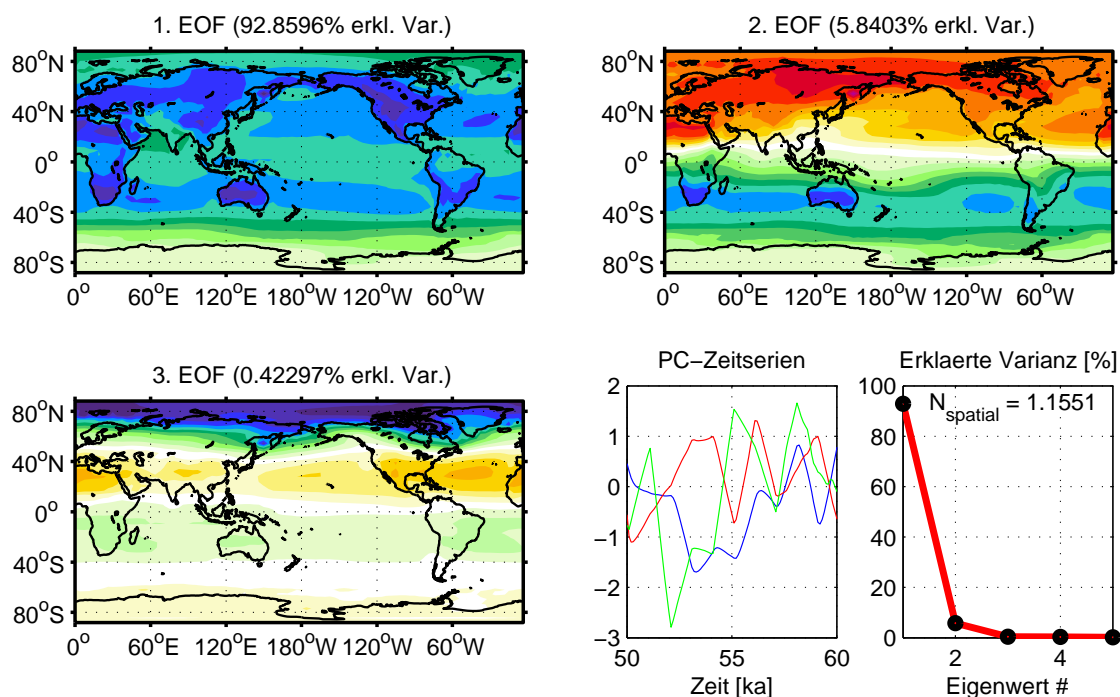


Abbildung 3.22.: EOF-Analyse der Response des weißen Rauschen Experiment

### 3.3.2.2. Rosa Rauschen

Analog zum weißen gibt es auch beim roten oder rosa Rauschen  $rr$  wieder eine chaotische Zeitserie

$$rr_{ij}^t = 0.95 \cdot rr_{ij}^{t-1} + (\xi_{ij}^t - 0.5) \cdot F \cdot STD_{ij}, \quad (3.6)$$

die jetzt einen Erinnerungsterm enthält, also einen AR1-Prozess darstellt und mit  $F$  skaliert auf das heutige Insolationmuster addiert wird. Dabei sorgt die Skalierung für mit anderen Experimenten vergleichbare Amplituden. Ein Momentanbild könnte wieder Abb. 3.19a sein. Das darauffolgende Bild für das nächste Jahrtausend würde jedoch von ersterem abhängen und ihm somit ähneln, anders als beim weißen Rauschen. Die rote Zeitserie (Abb. 3.19d) weist somit auch mehr nieder- als hochfrequente Schwankungen auf als im Abschnitt zuvor.

Die zum weißen Rauschen analoge Responseuntersuchung ist in Abb. 3.23 und 3.24 abgebildet und ergibt eine etwas stärkere TM-Zeitserien-Korrelation (Abb. 3.24 oben), normiert von 0.93. Die zonalen und saisonalen Werte unterscheiden sich allerdings stark vom weißen Rauschen und sind nun für die Hemisphärenwinter negativ und für die Sommer positiv und unterschiedlich stark korreliert. Kohärenz und Phasenverschiebung sind ähnlich verteilt wie beim weißen Rauschen, das Spektrum hat jetzt deutlich mehr tiefe Frequenzen als hohe, wie vorgegeben war (Abb. 3.23b-d). Mit dem Erinnerungsterm und dem Trägheitsfaktor von 0.95 ändert sich die Einstrahlung an jedem Modellgitterpunkt nicht mehr derart chaotisch wie zuvor, sondern weist zonale und saisonale

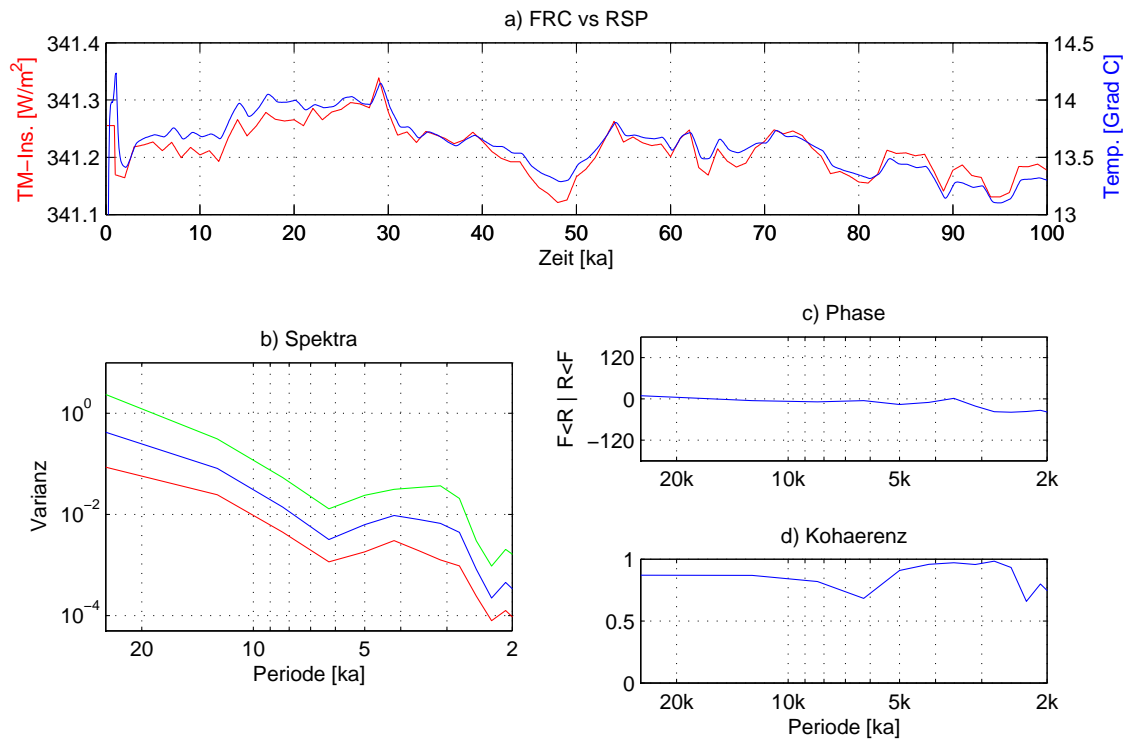


Abbildung 3.23.: wie Abb. 3.20, nur für rosa Rauschen

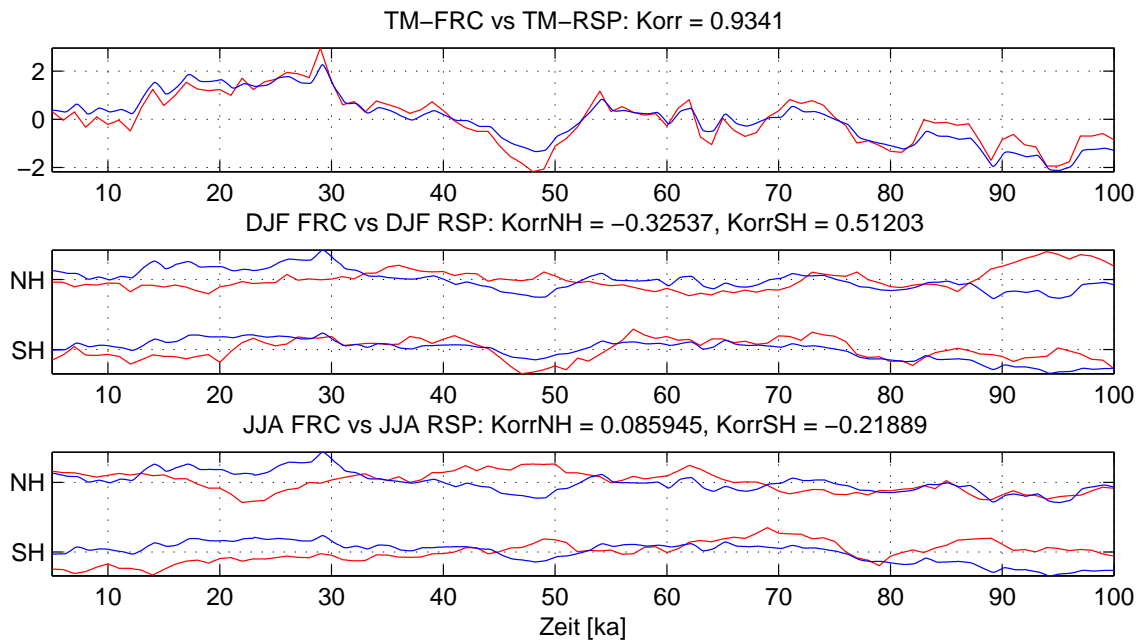


Abbildung 3.24.: wie Abb. 3.21, nur für rosa Rauschen

Entwicklungen auf, die sich in den unterschiedlichen Korrelationen niederschlagen.



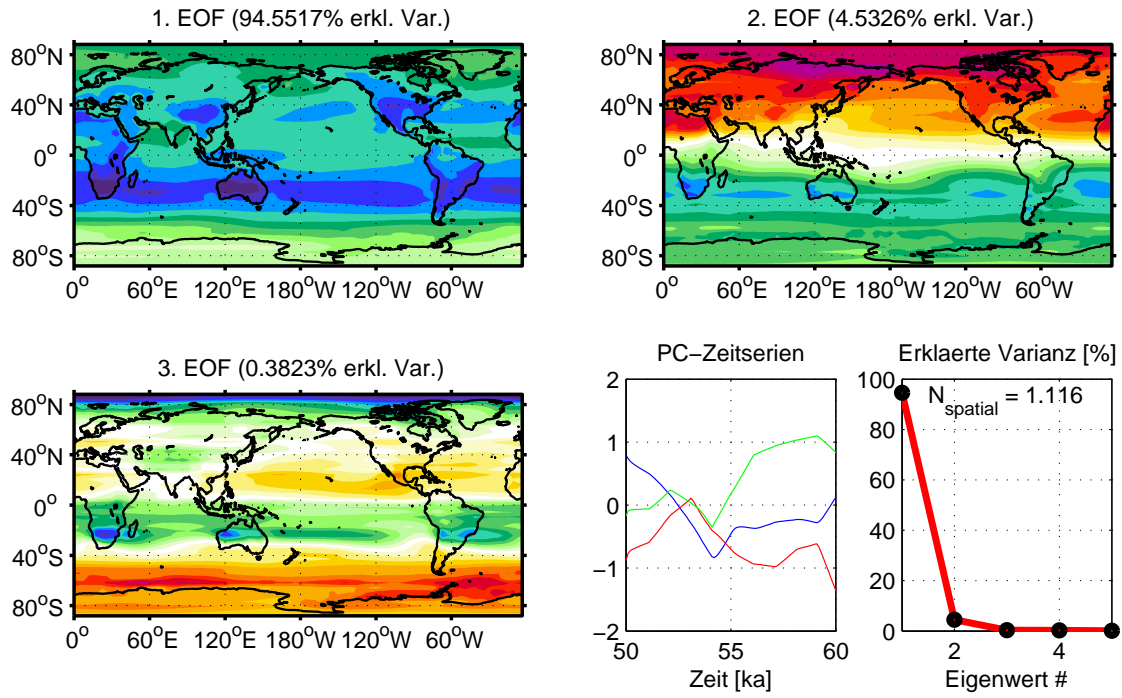


Abbildung 3.25.: EOF-Analyse zum rosa Rauschen Response

Bezüglich der EOF-Analyse ergeben sich aber kaum nennenswerte Änderungen gegenüber dem weißen Rauschen RSP (vgl. Abb. 3.25).

### 3.3.2.3. Jahreszeitliches Rauschen

Dieses Experiment wird forciert mit einem lokal und saisonal abhängigen Rauschen: Die Saisonalität wird hochfrequent chaotisch verstärkt oder abgeschwächt. Dafür wird zunächst die latitudinale Anomalie des Jahresgangs  $\delta_j$  bestimmt, indem für jede Breite  $j$  dem heutigen Einstrahlungswert  $I_j$  der Mittelwert abgezogen wird.

$$\delta_j = I_j - \mu(I_j) \quad (3.7)$$

Dann wird wieder ein AR1-Prozess für die Zeitschritte  $t$  konstruiert

$$AR1^t = 0.95 \cdot AR1^{t-1} + (\xi^t - 0.5) \quad (3.8)$$

und anschließend auf das Betragsmaximum normiert, sodass  $AR1 \in [0, 1]$

$$AR1 = \frac{AR1'}{\max(|AR1'|)} \quad (3.9)$$

Eine maximale Amplitude  $A = 10W/m^2$  der Einstrahlungsschwankung wird definiert. Die heutige Einstrahlung  $I$  wird auf ihr Betragsmaximum normiert

$$I_{norm} = \frac{I}{\max(I)} \quad (3.10)$$



und mit der latitudinalen Anomalie multipliziert zu einem Wert  $\gamma'$ , der wiederum noch auf sein Betragsmaximum skaliert wird.

$$\gamma' = \delta_j \cdot I_{norm}, \quad \gamma = \frac{\gamma'}{\max(\gamma')} \quad (3.11)$$

Die Einstrahlungsmuster  $sr$  werden dann für jeden Zeitschritt  $t$  aus heutiger Einstrahlung  $I$  und dem Variationsterm zusammengesetzt.

$$sr^t = I + A \cdot \gamma \cdot AR1^t \quad (3.12)$$

Eine Momentaufnahme ist in Abb. 3.19b zu sehen, die eine Abkühlung der beider hemisphärischen Sommer und eine schwache Erwärmung der Winter zeigt. Das chronologisch folgende Bild würde sich von dieser nur in Stärke und eventuell Vorzeichen unterscheiden. Das saisonale Rauschen ähnelt in seiner Natur dem Obliquitätszyklus, der anfänglich schon diskutiert wurde.

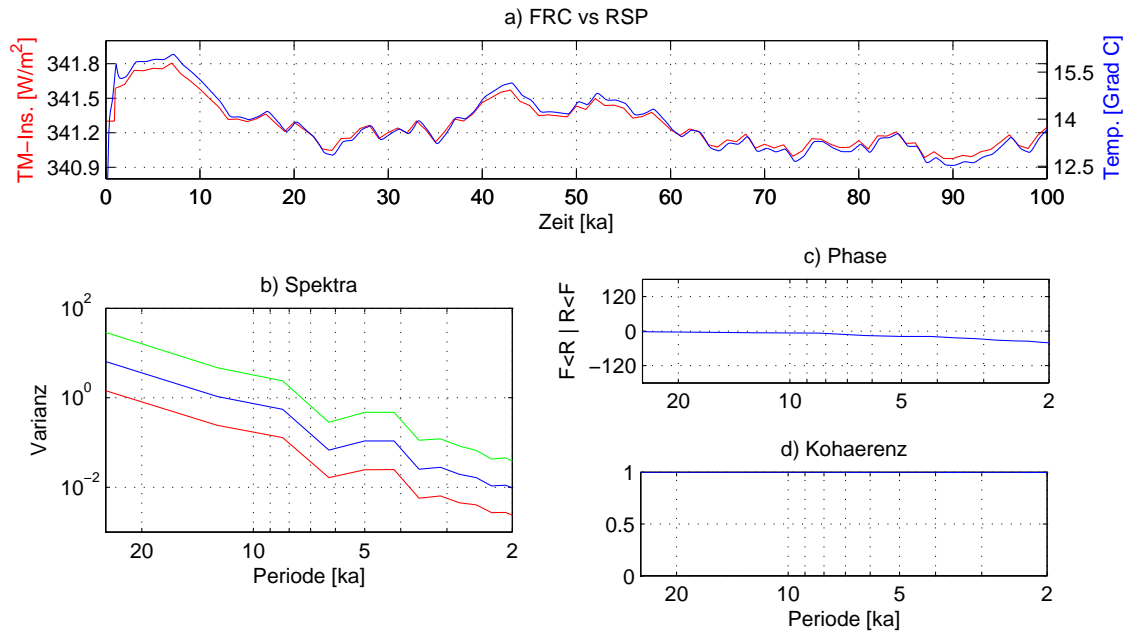


Abbildung 3.26.: Wie Abb. 3.20, nur für saisonales Rauschen

Die Spektralanalyse ist in Abb. 3.26 dargestellt: Die Einstrahlungsschwankungen haben eine global- und jahresgemittelte Amplitude von  $0.8 W/m^2$ , eine RSP-Amplitude von  $3^\circ C$  und beide eine sehr starke Korrelation von nahezu 1.00 nach Normierung (Abb. 3.27, oben). Abgesehen von der entsprechend hohen Kohärenz zeigen sich Phasenverschiebung und Spektrum wie zuvor beim roten Rauschen. Das Verhältnis von FRC zu RSP, die sogenannte Klimasensitivität, liegt nach diesem Experiment bei ungefähr  $3.75^\circ C/W/m^2$ , einem sehr realitätsnahen Wert: Der IPCC [2007] nennt Werte zwischen 2 und  $4.5^\circ C$  wahrscheinlich und gibt den wahrscheinlichsten mit  $3^\circ C$  an.

Die Ergebnisse der Korrelationsbetrachtung scheinen zunächst widersinnig: Die Wintereinstrahlung ist der Wintertemperatur auf der Nordhemisphäre geradezu perfekt antikorreliert. Erklärbar wird das wieder durch den schon oben erwähnten Effekt, das die Sommereinstrahlung auch für

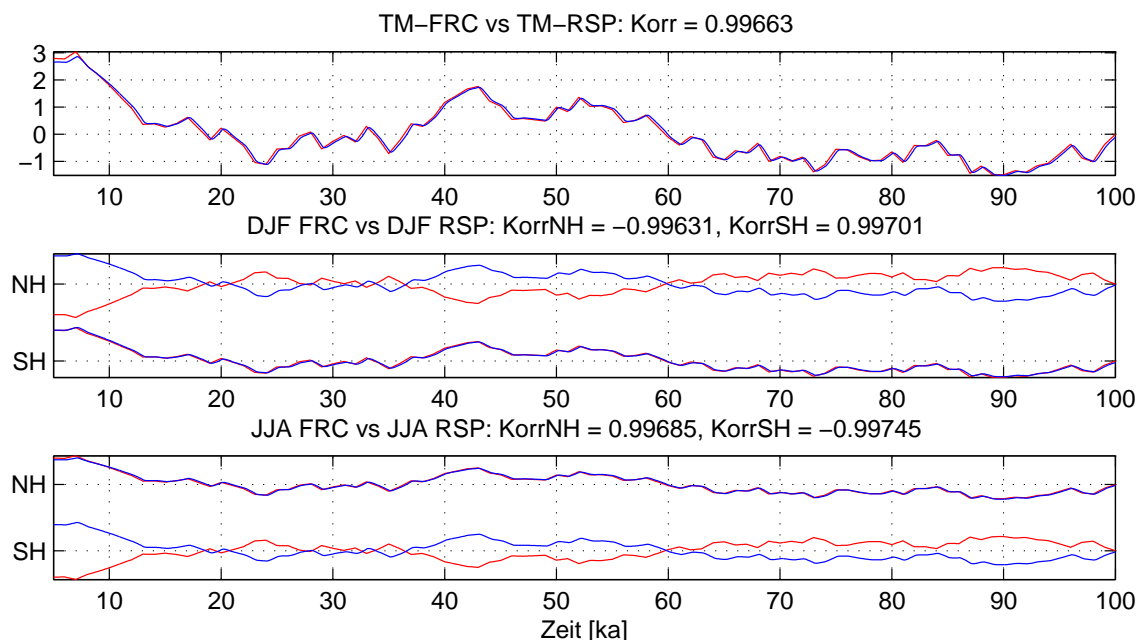


Abbildung 3.27.: Wie Abb. 3.21, nur für saisonales Rauschen

den Winterresponse verantwortlich ist, und zusätzlich Sommer und Wintereinstrahlung exakt antikorreliert sind, ähnlich wie es bei den realen Einstrahlungen später im Abschnitt 3.3.3 diskutiert wird.

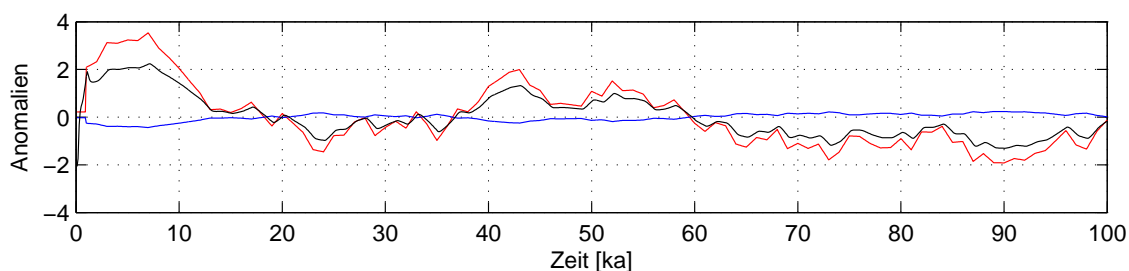


Abbildung 3.28.: Anomalien für NH-Sommer- (rot) und NH-Winterinsolation (blau) in  $W/m^2$  und für TM-RSP- $T_{of}$  (schwarz) in  $^{\circ}C$

Eine Frage ist, ob es denn nun eine derartige Verstärkung des Jahresgangs eine Erwärmung oder eine Abkühlung der Globaltemperatur nach sich zieht. Zur Beantwortung sind in Abb. 3.28 die nordhemisphärischen (50-70°N) Sommer- (rot) und Wintereinstrahlungsanomalien (blau), die globale Jahresmitteltemperatur (schwarz) abgebildet. Die Stärke der Einstrahlungssaisonalität wird durch die Differenz von Sommer- und Wintereinstrahlungen charakterisiert und verhält sich auf Grund der relativ schwachen Schwankungen im Winter ähnlich der Sommereinstrahlungskurve. Vergleicht man also qualitativ stellvertretend die rote mit der schwarzen Kurve, wird deutlich, dass bei einer Zunahme der Saisonalität, der Unterschied zwischen Sommer und Wintereinstrahlung stärker wird, - wie in den ersten 10 ka -, und die TM-Temperatur zunimmt, während sie bei

einer Abschwächung der Saisonalität abnimmt. Die TM-Temperatur steigt also mit der Stärke der Saisonalität. Dieses Ergebnis stützt auch die einleitend genannten Kaltzeittheorien. Schwache Saisonalität unterstützt durch eine global gemittelte Abkühlung die Entstehung von Kaltzeiten, neben dem Effekt von mehr Niederschlag in warmen Wintern [Geiger, 1944] und Eisakkumulationsmöglichkeiten durch kalte Sommer [Milankovitch, 1930]. Auch die Einstrahlungsdaten stützen die Theorie: Beim Beginn des letzten Glazials um  $116 \pm 1$  ka BP [Stirling *et al.*, 1998], war die Sommereinstrahlung bei  $65^\circ\text{N}$  um  $-40 \text{ W/m}^2$  geringer, wie aus Abb. 2.2b zu entnehmen und auch bei Loutre *et al.* [2004] zu sehen, und die entsprechende Wintereinstrahlung um  $4 \text{ W/m}^2$  höher, gezeigt in Abb. 3.29.

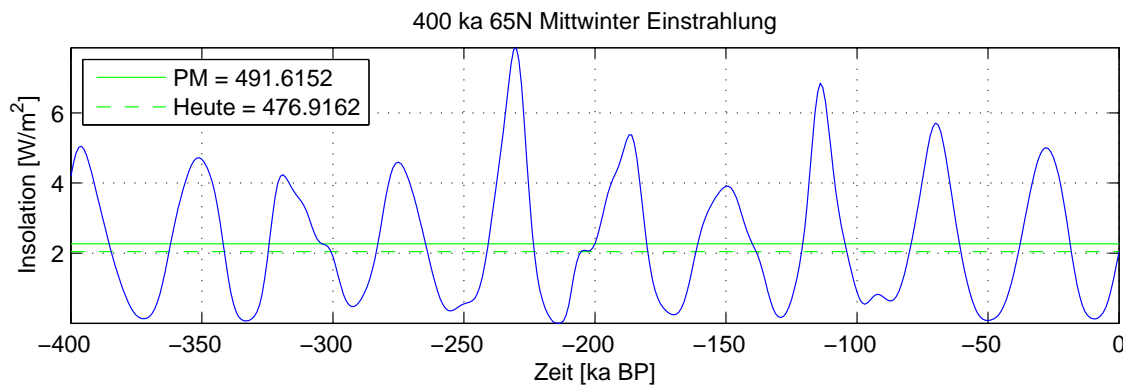


Abbildung 3.29.: Mittwintereinstrahlung (Mitte Dezember) bei  $65^\circ\text{N}$ , mittlere und heutige Werte in Grün eingezeichnet

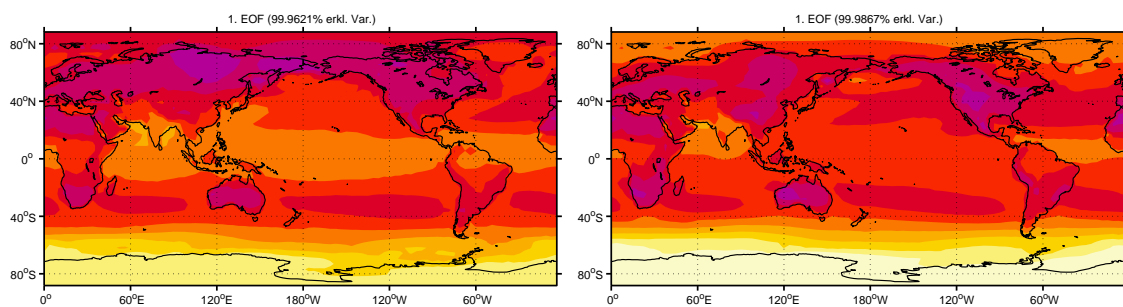


Abbildung 3.30.: Erste EOF-Muster zu saisonalen (links) und faktoriellen Forcing (rechts)

Eine EOF-Analyse liefert bei dem Experiment nur ein einziges Hauptmuster, das rund 99 % der Varianz erklärt; es ist in Abb. 3.30 links abgebildet ist. Es zeigt einmal mehr ein Standarderwärmungsmuster mit kontinentaler Verstärkung, tropischer Abschwächung und fast untangierter Antarktis. Neu ist allenfalls die hohe Amplitude über den nördlichen Eisrandgebieten, die sich auf den Eisfeedback zurückführen lässt, der bei schwacher Saisonalität, d. h. warmen Wintern und kalten Sommern gerade hier zum Tragen kommt.

### 3.3.2.4. Sonnenrauschen

Beim Sonnenrauschen *sora* wird indirekt die Solarkonstante chaotisch geändert, was Nord- und Südhemisphäre gleichermaßen und gleichzeitig betrifft und was einer chaotischen Änderung der Distanz zwischen Sonne und Erde entsprechen würde. Ähnlich dem stationären Forcing-Versuch mit variiert Solarkonstante (im Abschnitt 3.2.1) wird die heutige Einstrahlung auch hier multiplikativ geändert:

$$sora^t = I \cdot \frac{\bar{I} + A \cdot AR1(t)}{\bar{I}} \quad (3.13)$$

Hierbei ist  $I$  die heutige Einstrahlung,  $A = 0.5 \text{ W/m}^2$  die Änderungsamplitude,  $AR1^t$  bekannt aus Gleichung 3.9 und  $\bar{I}$  der skalare Wert der über die letzten 3 Ma paläontologisch, global- und jahresgemittelten Einstrahlung  $\bar{I} = 341.38 \text{ W/m}^2$ . Eine Momentaufnahme hierzu findet sich entsprechend in Abb. 3.19c, die Responseuntersuchung ist in Abb. 3.31 und 3.32 einzusehen.

Das Ergebnis: Die Korrelation liegt, wie die Kohärenz (Abb 3.31d), wieder bei über 0.98 und das überall und in allen Jahreszeiten, was auch zu erwarten ist, da sich durch eine Betragsänderung der Einstrahlung die Qualität, das Muster der Einstrahlung nicht ändern sollte. Das erste und einzige Muster der EOF-Analyse, dargestellt in Abb. 3.30 rechts, zeigt wieder ein Standard-erwärmungsmuster mit keinerlei Besonderheiten.

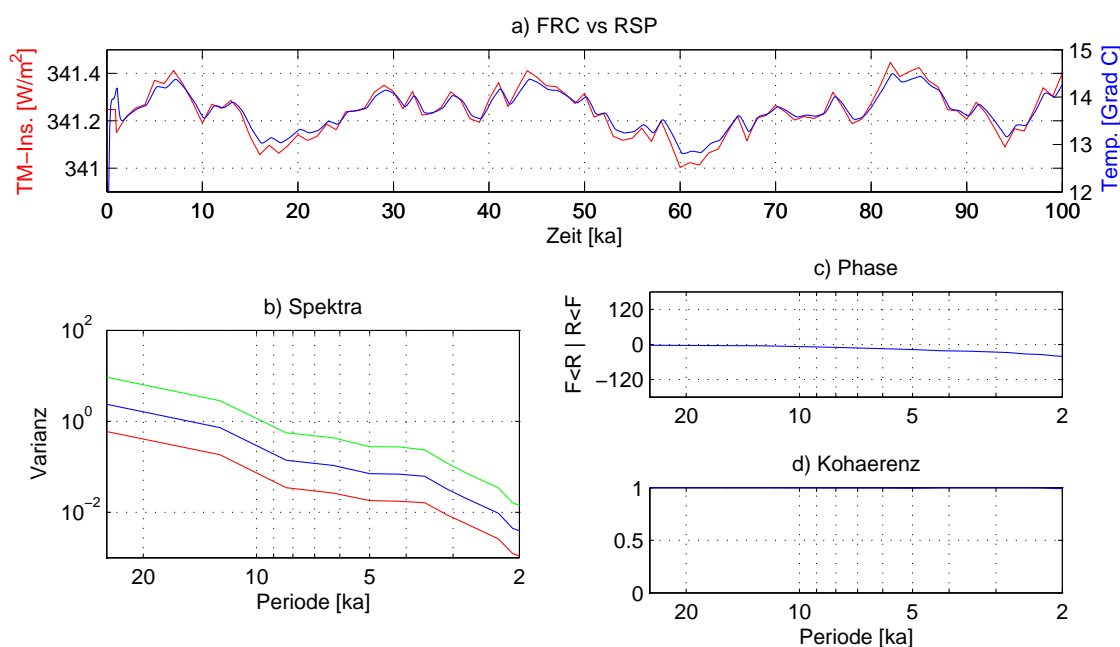


Abbildung 3.31.: wie Abb. 3.20, nur für solares Rauschen

### 3.3.3. Realer Einstrahlungsantrieb

Als letztes wird der Versuch unternommen, die reale Einstrahlung der letzten 400 ka (Abb. 2.2) als Antrieb zu verwenden, um zu einer Temperaturkurve des GREB-Modells zu kommen, die sich

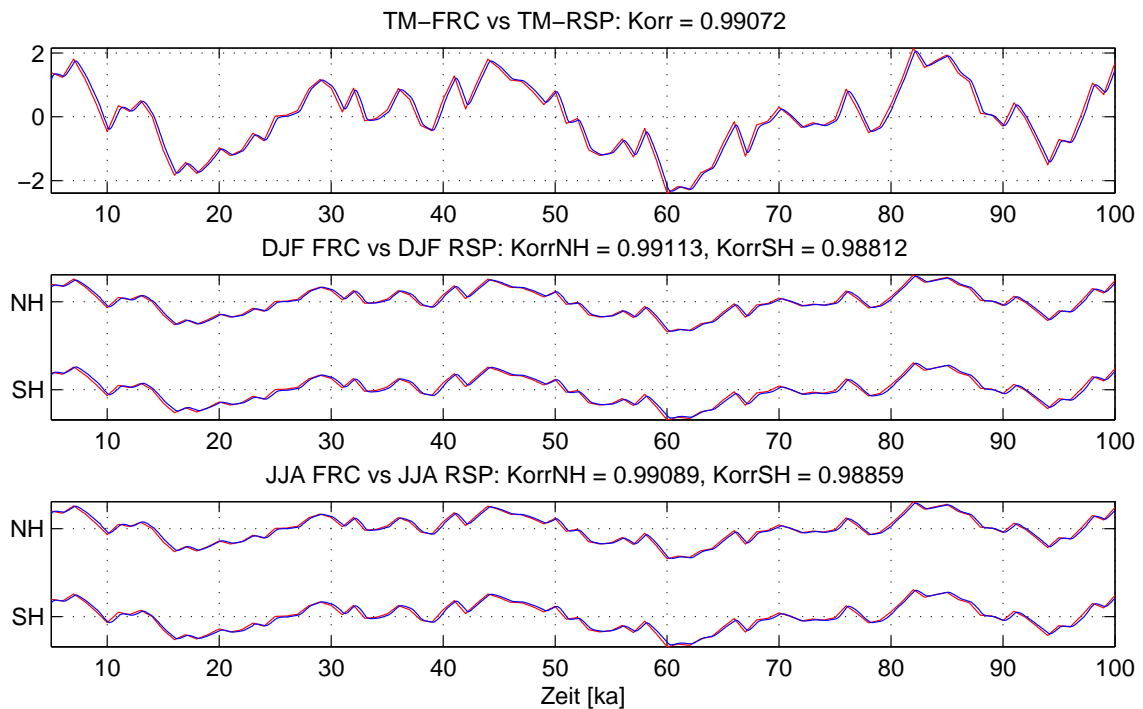


Abbildung 3.32.: wie Abb. 3.21, nur für solares Rauschen

dann mit dem Forcing und mit dem realen Temperaturverlauf der Vostokkurve (Abb. 1.1) vergleichen lässt, um so ein abschließendes Urteil über die Fähigkeiten des GREB-Modells fällen zu können. Die Einstrahlung wird dazu alljährlich aus den zwei nächstliegenden Jahrtausendwerten interpoliert, ändert sich also annähernd jedes Jahr und verhindert so ein langwieriges Einschwingen des Klima auf die neue Einstrahlung.

Der SCN-Temperaturverlauf des Standardlaufes ist in Abb. 3.33a blau dargestellt und zeigt ein SCN mit einer stark schwankenden Oberflächentemperatur mit Amplituden von knapp  $10^\circ\text{C}$ . Deutlich zu erkennen ist die Periodizität von 20 - 30 ka, und auch eine Überlagerung einer 100 ka Schwingung ist zu sehen. Eine weitere mit einer Periode von 400 ka ist aus der Symmetrie heraus zu erahnen, aber statistisch nicht zu belegen. Betrachtet man die darunter gezeichnete, gleichgemittelte Insolationsskurve (rot), fallen die Periodizitäten von ebenfalls 100 und 400 ka auf, aber auch die abwesenden 20-30 ka Schwankungen. Auch in den Spektren (Abb. 3.33b) wird deutlich, dass das Forcing niederfrequenter ist als der SCN-Lauf. Um diese Verstärkung des hochfrequenten Rauschens zu untersuchen, wurden auch andere Szenarien, nur mit Eis, nur mit Dampf und ohne Eis- und Dampffeedback erstellt, die aber zu dem gleichen Schluss kommen, dass bei hohen Frequenzen im globalen Jahresdurchschnitt um fünf Größenordnungen mehr Varianz auftritt. Dieses hochfrequente Rauschen ab einer Frequenz von rund 15 ka BP hat aber kaum mehr als numerische Bedeutung, da diese Frequenzbereiche in einer repräsentativen, semilogarithmischen Darstellung (Abb. 3.33c) zu vernachlässigen sind. Um regionale und saisonale Zusammenhänge zu finden, sind umfangreiche Korrelations- und Kreuzspektralanalysen durchgeführt worden.

Zunächst wird die Südhemisphäre näher untersucht: Abb. 3.34a zeigt in Rot die Einstrahlung für

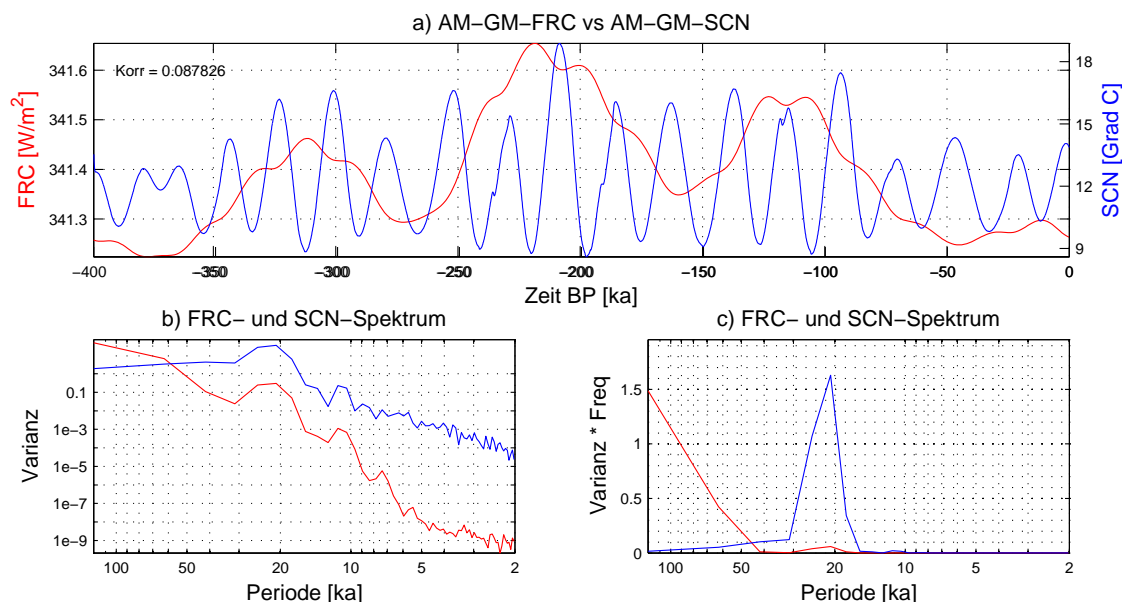


Abbildung 3.33.: Einstrahlungsforcing und Standardlaufresponse der vergangenen 400 ka: a) Globales Jahresmittel der Einstrahlung (rot) und der Oberflächentemperatur (blau), b) Spektren von Insolation (rot) und Temperatur (blau) in doppeltlogarithmischer und c) semilogarithmischer Darstellung

Südsommer (DJF) und Südhemisphäre sowie die entsprechende SCN-Temperatur. Offensichtlich ist die hohe Korrelation der Kurven, die sich in der hohen Kohärenz der niederen Frequenzen (Abb. 3.34d) und dem dort verschwindenden Phasenversatz widerspiegelt (Abb. 3.34c). Die hohen Frequenzen zeigen sich zwar sehr verrauscht, erklären aber auch nicht mehr sonderlich viel Varianz (Abb. 3.34b). Betrachtet man die analoge Abb. 3.34e-h für die Wintereinstrahlung, fällt die Antikorrelation von Insolation und Temperaturverlauf ins Auge: Je höher die solare Einstrahlung, desto kälter sind die Temperaturen, - so scheint es. Dieser Umstand lässt sich, wie schon beim saisonalen Rauschen, darauf zurückführen, dass erstens die Sommereinstrahlung in diesen Breiten ( $50-70^\circ$ ) für die Wintertemperatur mit verantwortlich ist, da ihre Varianz rund doppelt so groß ist wie die im Winter und zweitens die Winter- und Sommereinstrahlung in diesen 20 ka-Perioden -südhemisphärisch betrachtet- exakt entgegengesetzt ist. Abb. 3.35 zeigt die hochgradig korrelierten Jahresmitteleinstrahlungszeitreihen der letzten 1000 ka von Nord- und Südhemisphäre (rot und blau in Abb. 3.35a) und die exakt antikorrelierten Südsommer- und Südwintereinstrahlungen, rot und blau in Abb. 3.35b. In letzterer sei auf die unterschiedlichen Y-Achsen und die entsprechend kleineren Amplituden im Winter hingewiesen. Von Eis-Albedo- oder Wasserdampffeedback hängt dieser Effekt nicht ab, wie Abb. 3.36e ohne Feedbacks mit der anhaltenden Antikorrelation im Südwinter deutlich macht.

Die Nordhemisphäre verhält sich etwas anders als ihr südliches Pendant, zu sehen in Abb. 3.37. Die Kohärenz und die Korrelation bzw. Antikorrelation im Periodenintervall (20 ka, 60 ka) ist nur noch schwächer gegeben als auf der SH (Abb. 3.37d+h) und zudem ist das Maximum der Varianz erklärenden Perioden nicht mehr bei 20-30 ka, sondern hat sich verbreitert bis mindestens nach 40 ka (Abb. 3.37b+f). Vergleicht man, ohne Blick auf das Spektrum, die Winter- mit der Som-

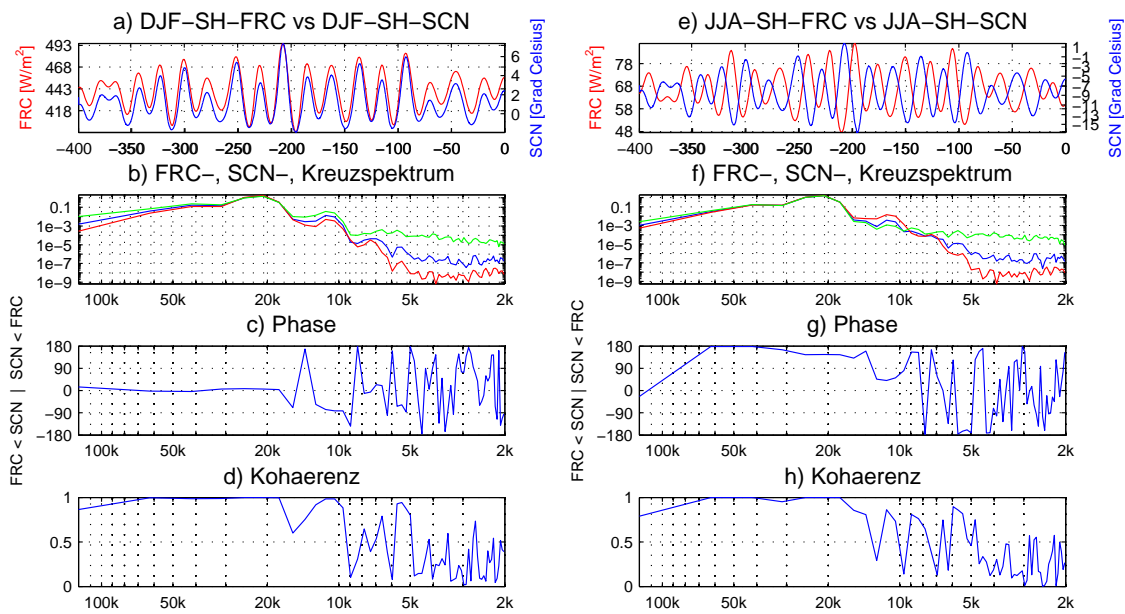


Abbildung 3.34.: Standard-Modellsimulation der vergangenen 400 ka: a) Südsommereinstrahlung auf SH (rot) und entsprechende Oberflächentemperatur (blau), b) Spektren von Insolation (rot) und Temperatur (blau), c) Phasenversatz und d) Kohärenz; e)-h) wie a)-d), nur für Südwinter; Wenn der Phasenversatz kleiner als  $0^\circ$ , folgt SCN dem FRC, wenn größer, dann umgekehrt.

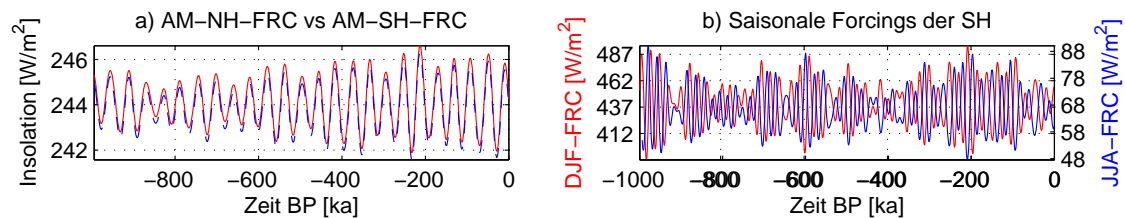


Abbildung 3.35.: Insolationen der letzten 1000 ka gemittelt: a) Jahresmittel auf NH (rot) und SH (blau), b) Sommer- (rot) und Wintereinstrahlung (blau) auf SH

merktemperaturkurve (Abb. 3.37a+e), kann man schon eine Art Halbierung der Frequenz und eine Neigung zu spitzen negativen Ausbrüchen beobachten. Beides lässt sich auf die Wirkung des Festlandeises zurückführen. In der entsprechenden Abb. 3.38e ohne Feedbacks ist offensichtlich die Korrelation wieder höher und starke negative Abweichungen gibt es auch nicht mehr. Des Weiteren lässt sich eine Reduktion des hochfrequenten Rauschens in der SCN-Varianz feststellen (Abb. 3.38b+f) und sich somit das Rauschen auf die Kombination aus Landverteilung und Eis-Albedo- oder Wasserdampffeedback zurückführen. Wenn sich das hochfrequente Rauschen mit einer einzigen Quelle erklären ließe, läge diese in der Modellphysik vereister Flächen, die südhemisphärisch durch die Antarktis konstant und auf der NH temperatur- bzw Eis-Albedo-Feedback-abhängig gegeben sind. Allgemein sind die Auswirkungen der Feedbacks auf der NH deutlich stärker als auf der SH, sodass auch hierbei davon ausgegangen werden muss, dass die Feedbacks durch Landflächen verstärkten Einfluss haben.



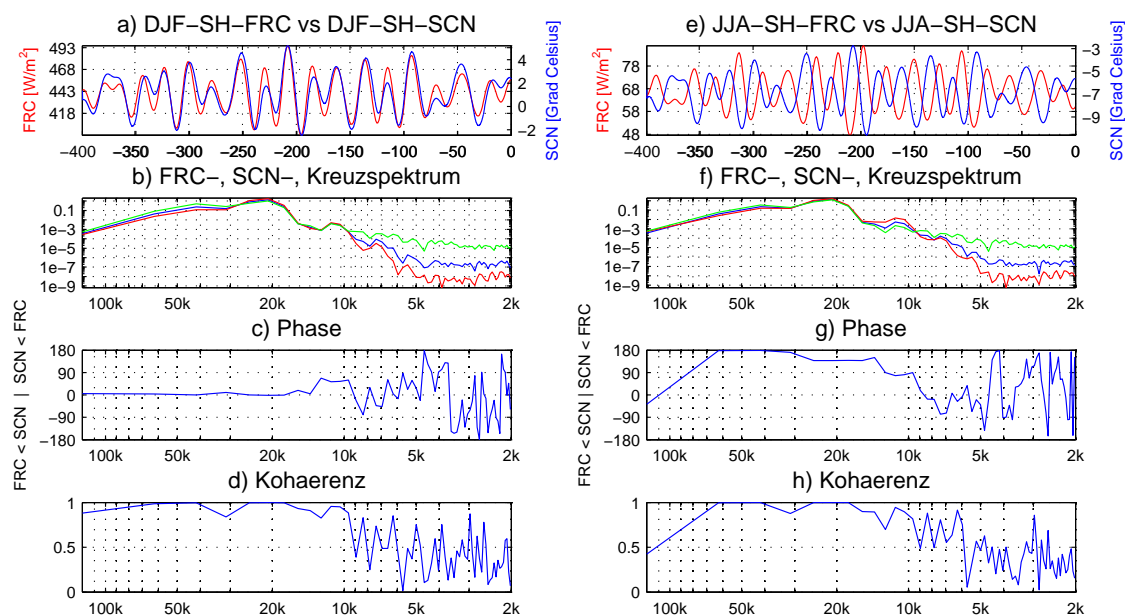


Abbildung 3.36.: Wie Abb. 3.34, nur für Lauf ohne Eis-Albedo- und Wasserdampffeedback

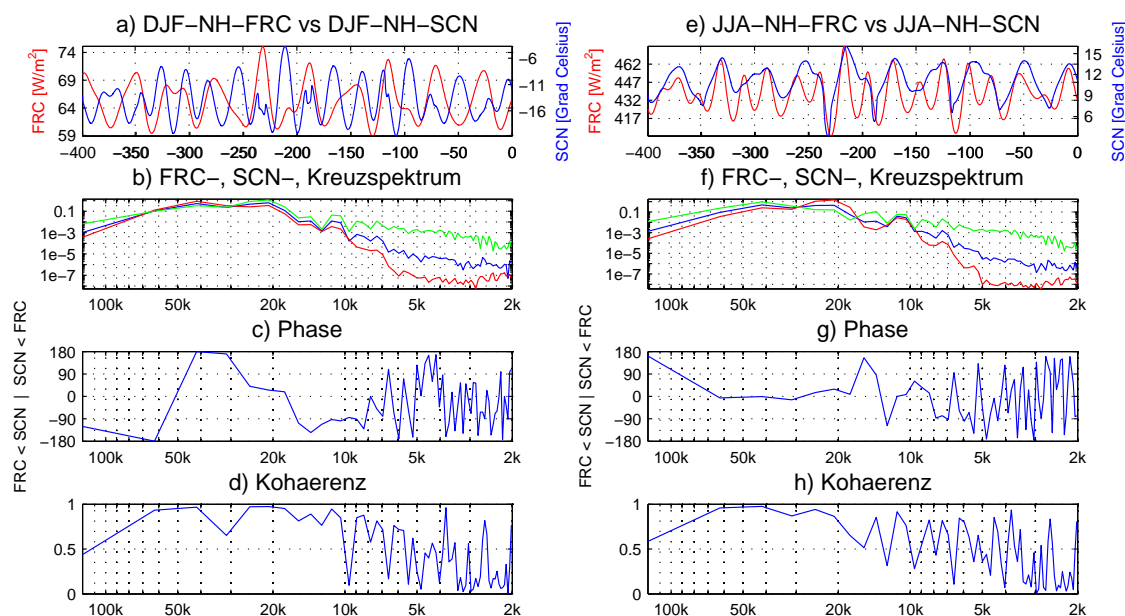


Abbildung 3.37.: Wie Abb. 3.34, nur für Nordhemisphäre

Trotz der nahezu identischen Einstrahlungen (Abb. 3.35a) ergeben sich in den Responsetemperaturverläufen in Abb. 3.39a erhebliche Unterschiede, die sich im Spektrum (Abb. 3.39b) veranschaulichen lassen. Zum einen weist die Nordhemisphäre (rot) mehr hochfrequente Varianz auf als die Südhemisphäre (blau), die aber relativ zur niederfrequenten vernachlässigt werden kann, und zum anderen deutet sich eine Art Varianzverschiebung an: Auf der Südhalbkugel (blau) wird die



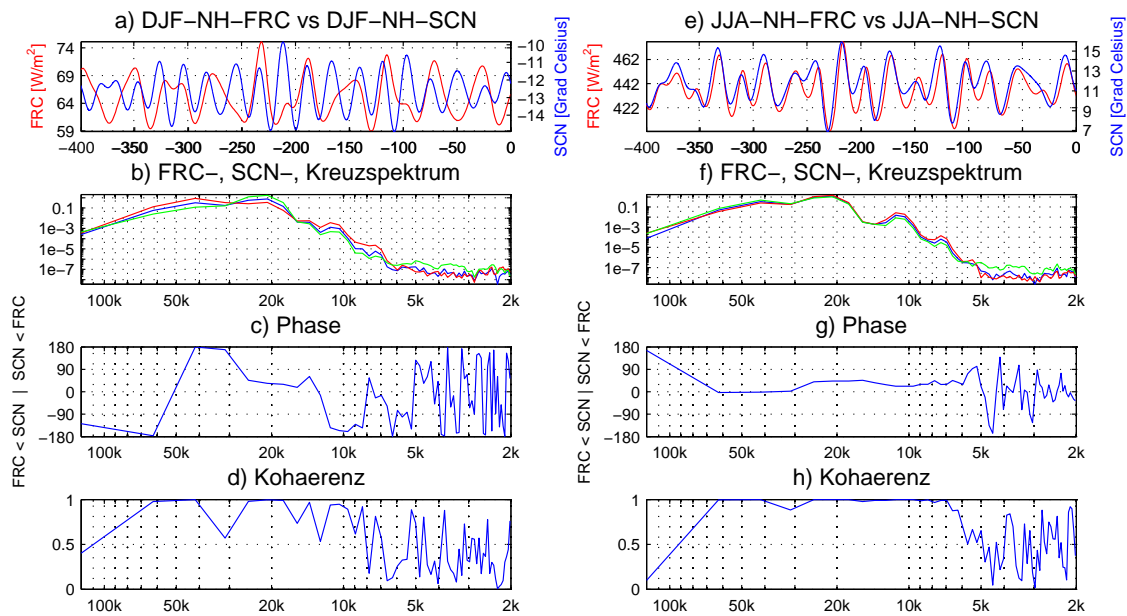


Abbildung 3.38.: Wie Abb. 3.34, nur für Nordhemisphäre und ohne Eis-Albedo- und Wasserdampffeedback

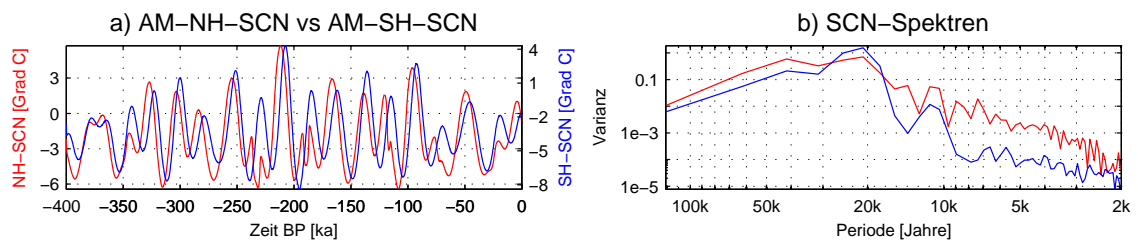


Abbildung 3.39.: SCN-Jahresmittelvergleich zwischen NH (rot) und SH (blau): a) Oberflächentemperaturen, b) Spektren

größte Varianz im Spektralbereich um die Periode von 21 ka erklärt. Dieser Peak ist auf der Nordhemisphäre (rot) schwächer ausgeprägt, dafür aber ein anderer stärker bei einer Periode von 40 ka. Somit stellt sich die Frage, warum die NH tendenziell stärker auf die 40 ka-Frequenz reagiert als die SH, oder andersherum, warum die SH mehr auf die 20 ka Frequenz reagiert.

Zur genaueren Untersuchung wurden EOF-Analysen der entsprechenden Jahresmittelzeitreihe durchgeführt (Abb. 3.40). Weitere EOF-Analysen der Zeitreihen von Sommer- und Winterrespon-  
sen sowie für die Responen ohne Wasserdampf- und Eis-Albedo-Feedbacks finden sich im Anhang. Das erste Muster erklärt knapp 80% der Varianz und zeigt eine verstärkte Amplitude auf der Südhemisphäre, insbesondere über den südlichen Ozeanen und dem antarktischen Zirkumpolarstrom. Eine entgegengesetzte Tendenz findet sich über dem eurasischen und nordafrikanischen Kontinent. Das zweite Muster erklärt noch rund 16% und weist Entwicklungen auf der NH insbesondere in den hohen Breiten Asiens auf. Das dritte EOF-Muster deutet auf regionale Strukturen über den Ozeanen der nördlichen, mittleren Breiten und weist dem entgegengesetzte Amplituden über Nordasien auf. Eine eindeutige Interpretation liefern die Muster allein noch nicht, die

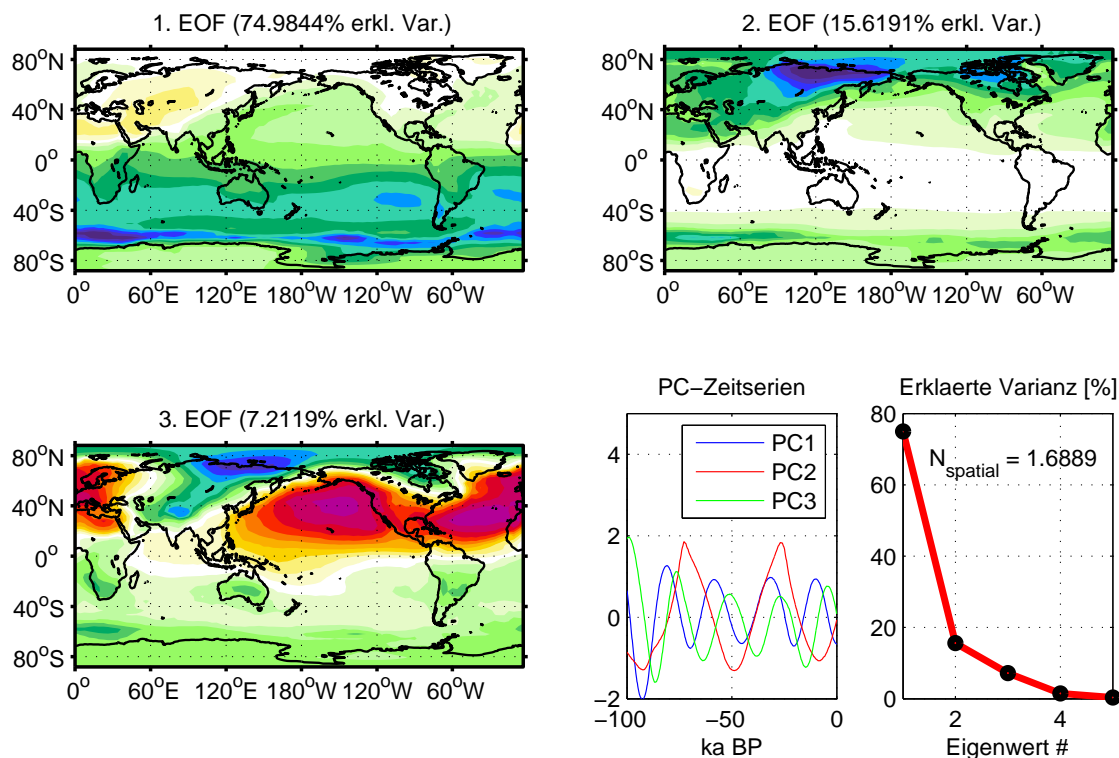


Abbildung 3.40.: Jahresmittel EOF-Analyse des 400 ka - Response. PCs sind in Standardabweichungen, Eigenwerte in erklärter Varianz angegeben.

Zeitreihen verraten mehr: Sind erste und dritte Zeitserie relativ ähnlich zueinander und haben augenscheinlich eine Periode von um die 20 ka, sticht die PC2, rot dargestellt, mit einer Frequenz von circa 40 ka hervor. Dieser Unterschied ist auch in den drei vorigen Jahrhunderttausenden offensichtlich und unterstützt die Vermutung, dass mindestens das zweite EOF-Muster physikalisch bedeutsam ist. Es erklärt das Vereisen, oder besser: die Schneedeckenentwicklung über den Landgebieten der nördlichsten Kontinente, die größtenteils mit der Obliquitätsfrequenz auftritt.

Eine mögliche, mit vorherigen Ergebnissen konsistente Theorie macht die schwankende Saisonalität für die Vereisung verantwortlich: Der Obliquitätszyklus wirkt sich mit einer Periode von circa 40 ka auf die Stärke der Saisonalität aus. Schwache Saisonalität bedeutet warme Winter, mit viel Feuchtigkeitstransport und Niederschlag, und kalte Sommer mit einer perennierenden, also ganzjährig geschlossenen Schneedecke, die durch ihre hohe Albedo die Abkühlung lokal verstärkt. Auch schon nach den Chaosexperimenten bedeutet eine schwache Saisonalität eine sinkende mittlere Jahrestemperatur und ist somit für die Varianzverschiebung des Spektrums und den Frequenzunterschied in den Zeitserien verantwortlich. In einem Prüfzenario ohne Eis-Albedo- und Wasserdampffeedback passen sich Nord- und Südhemisphäre aneinander an und der Effekt verschwindet, was die Theorie untermauert (siehe dazu die entsprechende Abb. 3.41). Ohne Feedbacks weist die Südhemisphäre auch mehr Varianz im hochfrequenten Bereich auf. Da sich die Schneedecke auf Grund der geringeren Wärmekapazität von Landflächen schneller ausbreitet, ließen sich mit der Theorie sowohl die hemisphärischen Unterschiede in 40 und 20 ka Perioden als auch die Änderung in den hochfrequenten Varianzen bis 2 ka erklären. Fest steht auf jeden

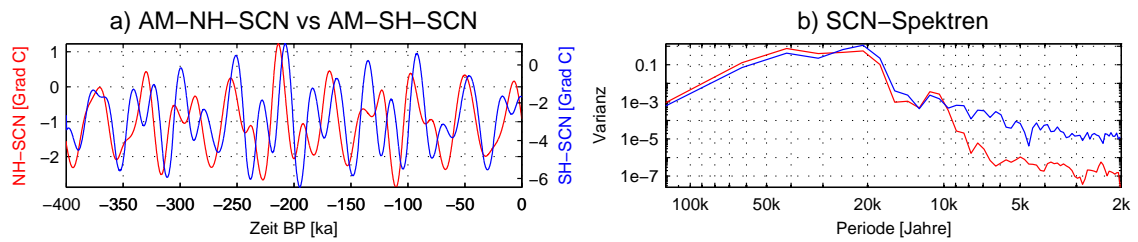


Abbildung 3.41.: Wie Abb. 3.39, aber ohne Feedbacks

Fall, dass die Feedbacks bei diesem Unterschied zwischen NH und SH eine entscheidende Rolle spielen.

### Vergleich mit Vostokdaten

Zum Vergleich wird die Vostokkurve Abb. 1.1 herangezogen, die allerdings keine Absolutwerte, sondern nur relative Temperaturänderungen aufweist. Zunächst bleibt es bemerkenswert, dass

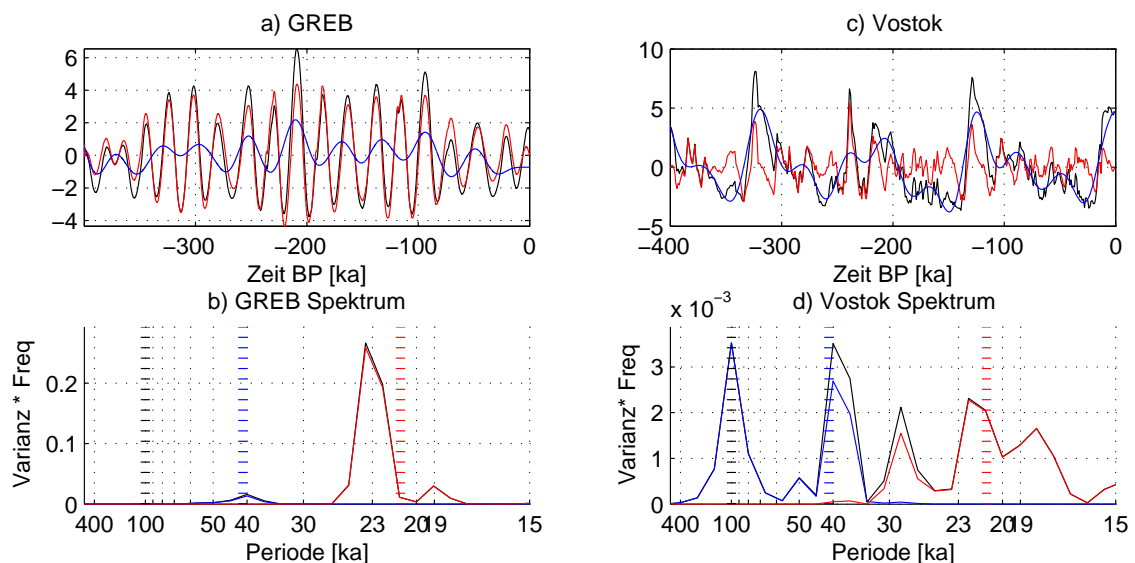


Abbildung 3.42.: SCN Vergleich mit Vostokdaten: a) Globale Jahresmittel Oberflächentemperaturanomalien des Modells (schwarz), hoch- (rot) und tiefpassgefiltert (blau) mit einer Schnittfrequenz von 30 ka, b) farblich entsprechendes Spektrum, c) analog gefärbte und gefilterte Vostokdaten und d) zugehöriges Spektrum.

überhaupt Eiszeiten entstehen. Betraglich verglichen liegt das GREB-Modell mit einer globalen Temperaturamplitude von knapp 10 Grad Celsius aber weit über den Erwartungen, scheint also zu sensitiv mit zu starken Kaltzeiten auf externe Forcings zu reagieren, zumal wichtige positive Feedbacksysteme von variierenden Eisschilden und atmosphärischen  $CO_2$ -Anteilen noch fehlen. Dennoch lassen sich Unterschiede und auch Ähnlichkeiten finden. In Abb. 3.42 sind Zeitreihen und Spektren von Modelllauf und Vostokdatensatz zu sehen, je in hoch- und niederfrequente Bereiche (rot und blau) aufgeteilt. Das GREB-Modell weist einen starken Frequenzpeak bei 23 ka

und kleinere bei 40 und 19 ka auf, während im Vostok-Datensatz die tiefen Frequenzen stärker und häufiger sind (100, 50, 40, 28 ka). Der 23 ka Peak ist in beiden Abbildungen offensichtlich.

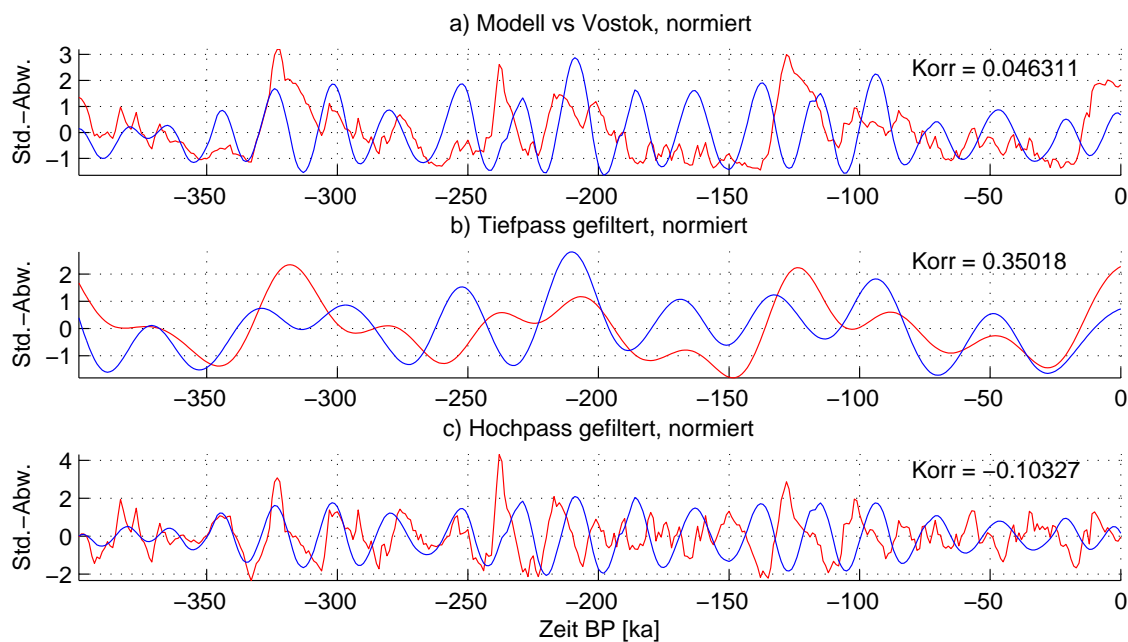


Abbildung 3.43.: Normierte Zeitserien von Vostok- und GREB-Modell-Datensatz: a) im Original, b) tief- und c) hochpassgefiltert, die entsprechenden Korrelationen sind oben rechts notiert

Die tieferen Frequenzen werden nicht stark genug modelliert. Dem Vostokdatensatz ähnlich ist die Neigung zu positiven Extremen: Das Maximum der Anomalienkurve in Abb. 3.42 liegt bei  $+6^{\circ}\text{C}$ , während das Minimum nur knapp unter die  $-4^{\circ}\text{C}$ -Marke fällt. Die direkten Gegenüberstellungen der Zeitreihen in originaler, tief- und hochpassgefilterter Version (Abb. 3.43) ergeben eine verschwindend geringe Korrelation der nichtgefilterten Datenreihen (Abb. 3.43a), aber eine respektable Korrelation von 0.35 der tiefen Frequenzen (Abb. 3.43b). Erhöht man die Cutoff-Frequenz von 30 auf 70 ka, gelangt man zu einer Korrelation der tiefen Frequenzen von 0.65. Sie erklärt sich durch die 100 ka Schwingung, die sowohl im Vostokdatensatz als auch im Modelllauf gut vertreten ist. Für die hohen Frequenzen lassen sich nur schwache, zum Teil negative Korrelationen feststellen.

Die Vostokkurve wurde, wie schon erläutert, auf Basis der  $\delta O^{18}$  Methode aus dem antarktischen Eis bestimmt. Das Eis besteht aus dem verdunsteten Wasser der südlichen Ozeane. Eine Betrachtung der Simulationszeitreihe für die südlichen Ozeane im Vergleich zur Vostokkurve liefert aber kaum abweichende Ergebnisse vom der obigen Untersuchung..

## 4. Diskussion

Ihr habt den Gang der Gestirne bis ins letzte erforscht, als eine Generation von Helden des Laboratoriums, aber ihr kennt das Gestirn nicht mehr. Es ist nur noch ein Kapitel in euren Büchern, aber es ist für euch nicht mehr ein Licht, denn ihr wißt weniger von ihm als ein kleines Kind. Antoine de Saint-Exupéry, 1966

In diesem Kapitel sollen die Modellergebnisse der vorigen der kritischen Betrachtung unterzogen werden, sollen Fehlerquellen und Probleme erläutert und Verbesserungen oder Anregungen für zukünftige Studien vorgestellt werden.

Die Untersuchungen der Einstrahlung lassen wenig Raum für Fehler bzw. Interpretation. Die Änderungsmuster der einzelnen Milankovitch-Zyklen stehen in logischer Konsequenz der Analysen und entsprechen dem gemeinen Verständniss des orbitalen Antriebs oder erweitern es teils. Das der Obliquitätszyklus nur 2.5% der Varianz ausmachen (2.10) soll, ist nicht bekannt gewesen. Auf der anderen Seite ist er es, der die Kaltzeiten im GREB-Modell determiniert. So scheint es, dass die Aussage über die geringe erklärte Varianz physikalisch kaum relevant zu sein scheint.

Die Experimente mit stationären Forcings liefern hingegen schon mehr Stoff zum Diskutieren: Beginnend mit dem Anschauungsbeispiel in Abb. 3.2, bei dem der Standardlauf aus ungeklärten Gründen eine unterschiedliche globale Jahresmittelresponseoberflächentemperatur ergibt, je nach dem, ob der tiefe Ozean an- oder ausgeschaltet ist. Diese Diskrepanz bleibt auch bei schwächeren Amplituden bestehen. Vielleicht ist das Problem mit dem ozeanabhängigen Verhalten im Abschnitt 3.2.2 um die PM-Einstrahlung in Verbindung zu bringen. Letzteres bedürfte auf jeden Fall einer näheren Untersuchung, um diesem bifurkativen Verhalten auf den Grund zu gehen, die Physik dahinter zu verstehen oder die Fehler im Modell zu beseitigen.

Bezüglich der Schwellenwertuntersuchung in Abschnitt 3.2.1 ist festzuhalten, dass es sich bei der Schwelle von  $-41 \text{ W/m}^2$  ausschließlich um den nur unter diesen exakten Bedingungen gültigen Wert handelt. Jede Variation am Modell oder am Forcing würde eine Änderung dieses Wertes beinhalten, und sowie das Modell kaum realistisch ist, ist dieser Wert erst recht nicht auf die reale Welt zu übertragen. Die Existenz eines solchen Tippingpoints könnte mit realistischeren Klimamodellen genauer lokalisiert werden.

Auf der Suche nach respektablen Eiszeiten lässt sich für das GREB-Modell das GM-Einstrahlungsminimum bei 232 ka BP finden. Die höhere Abhängigkeit von der  $65^\circ\text{N}$ -Sommereinstrahlung konnte nicht gezeigt werden, wahrscheinlich auf Grund des fehlenden Eisschildmodells und des fixen  $\text{CO}_2$ -Wertes. Auch die Weichseiszeit konnte mit einer Abkühlung von  $-0.34^\circ\text{C}$  nur schwach nachgerechnet werden und weist zum Lauf des komplexen Modells erhebliche Unterschiede auf. Die zwei Erwärmungsmuster sind hingegen ein Novum, das auf jeden Fall auch bei anderen Erwärmungen und Abkühlungen dazuführen sollte, nicht nur von einem Muster auszuge-

hen. Die zeitliche Rekombination anhand der Zeitserien in Abb. 3.12 ist auf Grund der EOF-Brechung impliziten Subtraktion des Mittelwertes der Entwicklung kaum möglich, ändert aber nichts an der erklärten Varianz der Muster. Im Vergleich der Forcingmuster zu den Responsemustern wird auch deutlich, dass stets Experimente von Nöten sind, um für eine nur etwas komplexere Einstrahlungsänderung den Response zu errechnen. Ein einfaches Abschätzen ist kaum möglich, bzw sehr risikoreich.

Die transienten Experimente liefern weitere Ergebnisse. Zunächst bestätigt das GREB-Modell die Priorität des Wasserdampf-Feedbacks in fast allen Experimenten. Zusätzlich stellt sich in den sinusoidalen Experimenten heraus, dass er den Eis-Albedo-Feedback, als vermuteter Verursacher der Asymmetrien in den SCN-Kurven, verstärkt, selbst aber nicht zu Asymmetrien führt. Die chaotischen Experimente, zeigen zunächst einmal das Ergebnis, dass eine meridional völlig chaotischer Einstrahlungsvariation ein meridional relativ geordnetes Temperaturmuster antreibt. Das die EOF-Analyse nur ein Hauptmuster ergibt ist ebenfalls erstaunlich, - viele gleichwertige hätten erwartet werden können. Der Unterschied zwischen weißem und rosa Rauschen ist zu vernachlässigen, abhängig auch vom Erinnerungsfaktor. Diesen zu ändern und auch allgemein Studien mit einer Vielzahl aus mit weiß verrauscht Strahlung angetriebenen Experimenten würden wahrscheinlich interessante Ergebnisse liefern, vielleicht auch eine Art Resonanzfrequenz des GREB-Modells finden. Bei der vorliegenden kleinen Anzahl an Modellläufen, war das noch nicht möglich. Ein sich chaotische änderndes Einstrahlungsmuster, das in drei Dimensionen, meridional, saisonal und neu auch zonal chaotisch ist, würde zwar keiner realen Einstrahlung, keinem Sonnenrauschen mehr entsprechen, - aber sicherlich auch interessante Ergebnisse bringen. Das saisonale Rauschen entspricht in seinen effektiven Änderungen auf die Einstrahlung der Obliquität und liefert, wie auch das Sonnenrauschenexperiment, die gleiche Erklärungen für den dem Winterforcing antikorrelierten Winterresponse und die Erkenntnis, dass Stärke der Saisonalität und Oberflächentemperatur stark korrelieren. Letztere unterstützt die Theorie von warmen Wintern und kühlen Sommern. Die hier punktuell zu  $3.75^{\circ}\text{C}/\text{W}/\text{m}^2$  Klimasensitivität trifft erstaunlich gut die vom IPCC [2007] angegebenen. Hier müsste man aber weitere Studien explizit zur Klimasensitivität durchführen, um den Wert abzusichern. Die Analyse der simulierten Vostokkurve liefert immerhin ähnlichen Amplituden und die hohe Korrelation in den tiefen Frequenzen, die vor allem auf den Exzentrizitätsantrieb zurückzuführen ist. Die Vermutungen über antarktischen Wasserdampf müssten sich zunächst durch weitere Untersuchungen bestätigen lassen, um weitere Rückschlüsse zu ziehen.

Während der Arbeit traten einige mehr oder minder schwere Komplikationen, die aber gelöst werden konnten. Die Suche nach dem Einstrahlungsforcing verlief gut: Uta Krebs-Kanzow, Kiel stellte neben der von ihr in einen Matlab-Code übersetzte Berechnungsroutine des Kiel Climate Models (KCM) das Programm von Huybers, Eisenman [2006] zur Verfügung. Jonathan Levine schickte sein Berechnungsprogramm nach Daten von Quinn *et al.* [1991] aus Berkeley, Kalifornien. Huybers Programm lieferte von den drei Möglichkeiten die besten und benutzerfreundlichsten Ergebnisse und wurde zur Grundlage dieser Arbeit. Die Suche nach einer geeigneten Rechenplattform mit entsprechenden Fortran-Compilern im Leibniz-Institut für Meereswissenschaften, Kiel gestaltete sich schwieriger und zeitaufwändig. Sie endete auf dem Hochleistungs-Vektorrechner NEC SX-8 der Kieler Christian Albrechts Universität. Der Fortran Code musste dazu angepasst, Umgebungsvariablen gesetzt und das Programm zur Benutzung in einer Queue umgeschrieben werden. Schon in dieser Phase wurden immer wieder numerische Fehler berichtigt und der Code auch physikalisch weiter verbessert und erweitert. Probleme mit instabilen Kontrol-

lläufen und Ozeantemperaturen unter dem arktischen Eis von lokal bis  $T_{oz} = -10000^{\circ}\text{C}$  wurden unter anderem durch Verbesserungen an turbulenten Mischprozessen im tiefen Ozean, durch ein Wolkenmodell und durch Änderungen des Wasserdampfes von Dietmar Dommenges, Melbourne behoben.

Einige Ungenauigkeiten und grobe Abschätzungen, wie beispielsweise die gemittelten Gesamtalbedo von  $\alpha_{GREB} = 0.47$  des Kontrollklimas sind bekannt ( $\alpha_{Erde} = 0.31$ ), werden aber in Kauf genommen, um das Modell einfach zu halten. So liefert das Modell viele zufriedenstellende Ergebnisse und ermöglicht durch seine Einfachheit und Effizienz paläontologische Langzeitstudien in kurzer Rechenzeit.

Um es für realitätsnähere Untersuchungen brauchbar zu machen, wäre ein Eisschildmodell, der  $\text{CO}_2$ -Feedback mit Kopplung an die Ozeantemperatur oder auch die Berücksichtigung anderer Treibhausgase interessant einzubauen, um zu sehen, was für eine Kaltzeitdetermination dann erfolgen würde.





# A. Anhang

## A.1. EOF-Analysen zu Kap.3.3.3

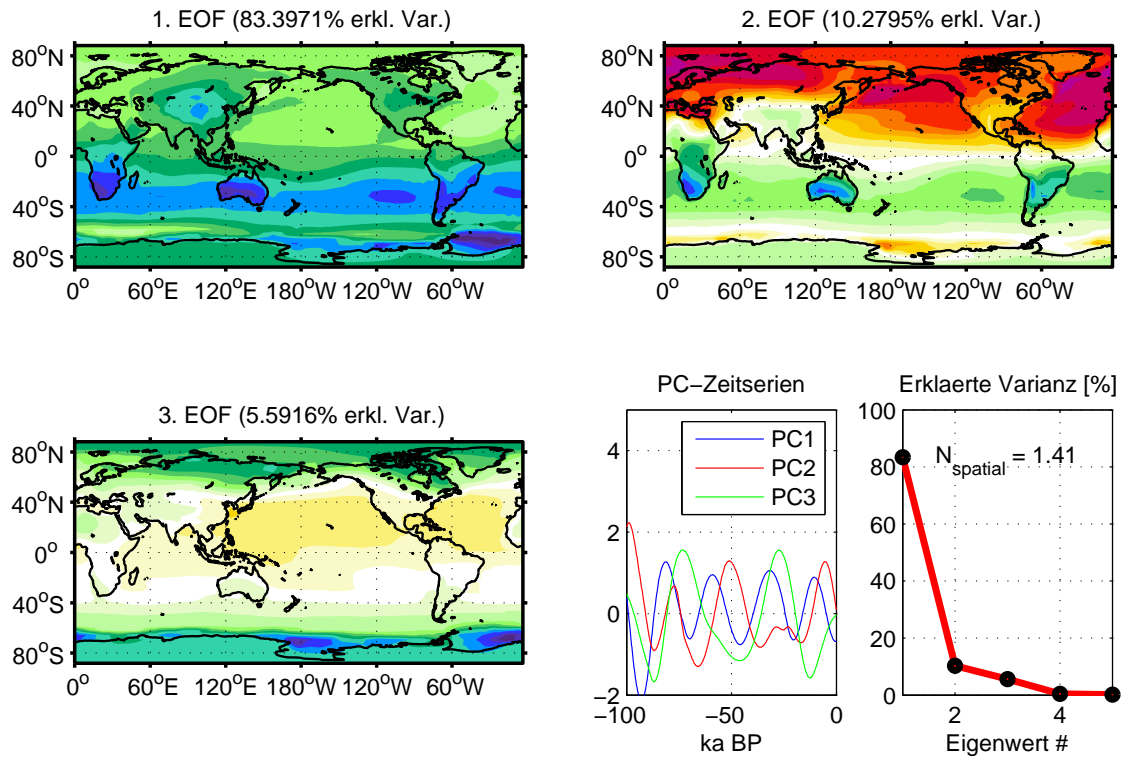


Abbildung A.1.: EOF-Analyse des 400 ka - Nordsommerresponses (JJA). PCs sind in Standardabweichungen, Eigenwerte in erklärter Varianz angegeben.

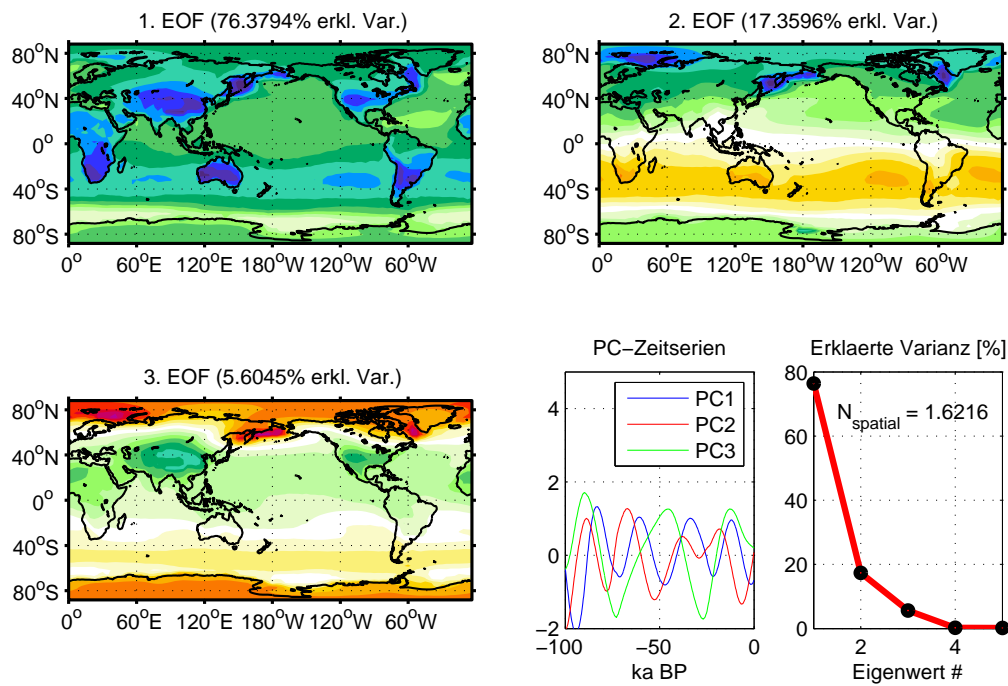


Abbildung A.2.: Wie Abb. A.1, aber für den Nordwinterresponse (DJF)

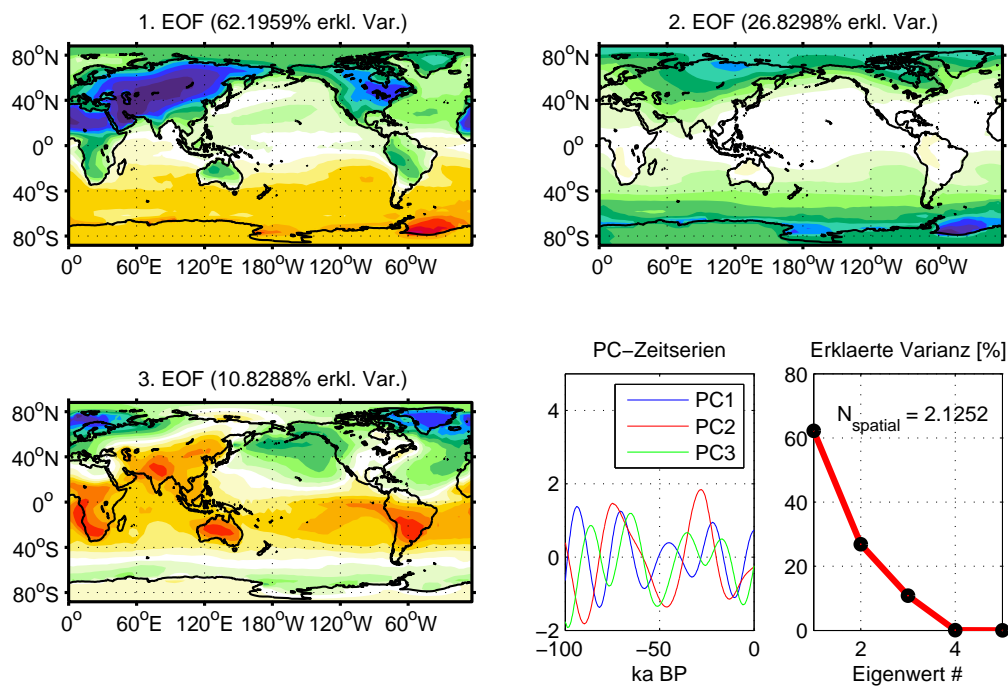


Abbildung A.3.: Jahresmittel EOF-Analyse des 400 ka - Response ohne Feedbacks. PCs sind in Standardabweichungen, Eigenwerte in erklärter Varianz angegeben.

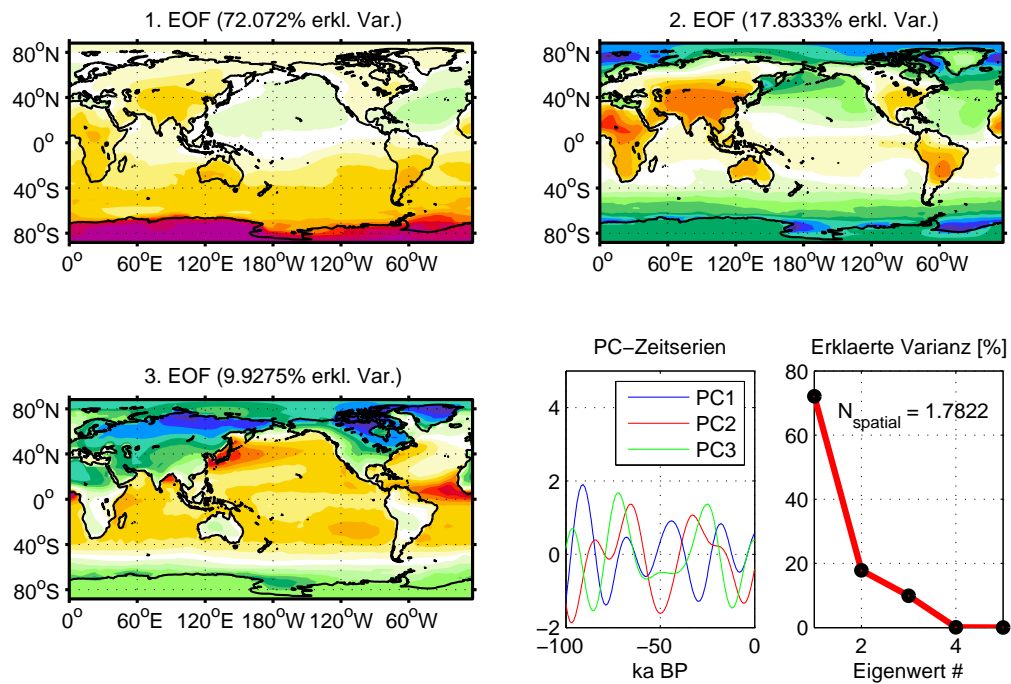


Abbildung A.4.: Wie Abb. A.3, aber für den Nordsommerresponse (JJA)

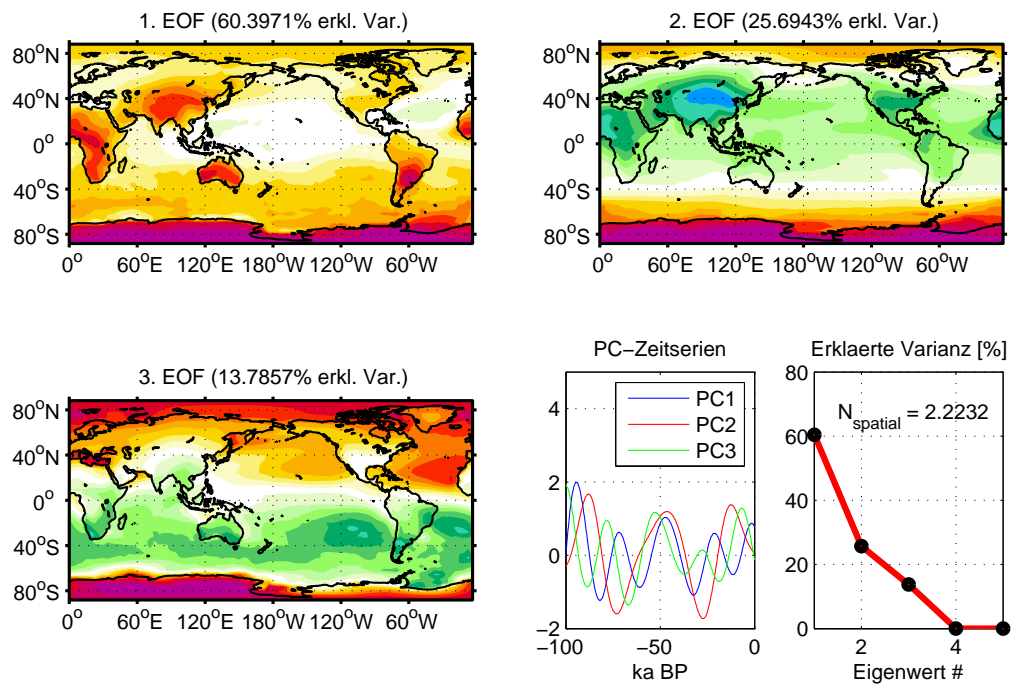


Abbildung A.5.: Wie Abb. A.3, aber für den Nordwinterresponse (DJF)

## A.2. Fortran-Code, Modell.f90

```

1
!+++++
module mo_numerics
!+++++

6
!numerical parameter
  integer , parameter :: xdim = 96, ydim = 48           ! field dimensions
  integer , parameter :: ndays_yr = 365                 ! number of days per year
  integer , parameter :: dt = 12*3600                  ! time step [s]
11  integer , parameter :: dt_circ1 = 2*3600             ! time step circulation [s]
  integer , parameter :: ndt_days = 24*3600/dt          ! number of timesteps per day
  integer , parameter :: nstep_yr = ndays_yr*ndt_days  ! number of timesteps per year
  integer :: time_flux = 0                               ! length of integration for flux
    correction [yrs]
  integer :: time_ctrl = 0                               ! length of integration for
    control run [yrs]
16  integer :: time_scnr = 0                             ! length of integration for
    scenario run [yrs]
  integer :: ipx = 1                                     ! points for diagnostic print outs
  integer :: ipy = 1                                     ! points for diagnostic print outs
  integer , parameter , dimension(12) :: jday_mon =
    (/31,28,31,30,31,30,31,31,30,31,30,31/) ! days per
  real , parameter :: dlon = 360./xdim                 ! linear increment in lon
21  real , parameter :: dlat = 180./ydim                ! linear increment in lat
  integer :: ireal = 1                                   ! record length for IO (machine
    dependent)

  namelist / numerics / time_flux , time_ctrl , time_scnr

26 end module mo_numerics

!+++++
module mo_physics
!+++++

31
  use mo_numerics
! process control logics
  integer , dimension(14) :: log_proc = 1
! log_proc( 1) = blackbody radiation of surface
36 ! log_proc( 2) = sensible heat flux
! log_proc( 3) = latent heat flux
! log_proc( 4) = lateral diffusion of T
! log_proc( 5) = lateral diffusion of q
! log_proc( 6) = lateral advektion of T
41 ! log_proc( 7) = lateral advektion of q
! log_proc( 8) = humidity is allowed to vary
! log_proc( 9) = flux correction is used
! log_proc(10) = albedo
! log_proc(11) = sea ice
46 ! log_proc(12) = CO2 scenario
! log_proc(13) = deep ocean
! log_proc(14) = normal-run=1, restartrun=0

  integer :: log_exp = 0

51
! physical parameter (natural constants)
  parameter( pi = 3.1416 )
  parameter( sig = 5.6704e-8 ) ! stefan-boltzmann constant [W/m^2/K^4]
  parameter( rho_ocean = 999.1 ) ! density of water at T=15C [kg/m^2]
56  parameter( rho_land = 2600. ) ! density of solid rock [kg/m^2]
  parameter( rho_air = 1.2 ) ! density of air at 20C at NN
  parameter( cp_ocean = 4186. ) ! specific heat capacity of water at T=15C [J/
    kg/K]

```

```

parameter( cp_land   = cp_ocean/4.5 ) ! specific heat capacity of dry land [J/kg/K]
parameter( cp_air    = 1005. )       ! specific heat capacity of air      [J/kg/K]
61 parameter( eps      = 1. )         ! emissivity for IR

! physical parameter (model values)
parameter( d_ocean   = 50. )          ! depth of ocean column [m]
parameter( d_land    = 2. )          ! depth of land column  [m]
66 parameter( d_air   = 5000. )       ! depth of air column   [m]
parameter( cap_ocean = cp_ocean*rho_ocean ) ! heat capacity 1m ocean [J/K/m^2]
parameter( cap_land  = cp_land*rho_land*d_land ) ! heat capacity land [J/K/m^2]
parameter( cap_air   = cp_air*rho_air*d_air ) ! heat capacity air [J/K/m^2]
parameter( ct_sens   = 25. )          ! coupling for sensible heat
71 parameter( da_ice  = 0.2+0.0 )     ! albedo difference noice /ice
parameter( a_no_ice  = 0.1 )          ! albedo for non-ice covered points
parameter( a_cloud   = 0.5+0.1 )     ! albedo for clouds
parameter( g_cld     = 0.7+0.05 )    ! g for clouds

76 parameter( Tl_ice1 = 273.15-10. ) ! temperature range of land snow-
      albedo feedback
parameter( Tl_ice2   = 273.15 )      ! temperature range of land snow-
      albedo feedback
parameter( To_ice1   = 273.15-7. )    ! temperature range of ocean ice-
      albedo feedback
parameter( To_ice2   = 273.15-1.7 )   ! temperature range of ocean ice-
      albedo feedback
parameter( zo        = 600.0 )        ! ocean depth [m]
81 parameter( co_turb = 1.0 )          ! turbulent mixing to deep ocean [W/K
      /m^2]

parameter( kappa     = 2e5 )          ! atmos. diffusion coefficient [m^2/s
      ]
parameter( ce        = 2e-3 )         ! laten heat transfer coefficient for
      ocean
parameter( cq_latent  = 2.257e6 )      ! latent heat of condensation/
      evapoartion f water [J/kg]
86 parameter( cq_rain  = -0.1/24./3600. ) ! decrease in air water vapor due to
      rain [1/s]
parameter( z_air     = 8400. )        ! scaling height atmos. heat, CO2

! mimic official
parameter( z_vapor   = 5000. )        ! scaling height atmos. water vapor
      diffusion
91 parameter( r_qviwv = 2.6736e3 )     ! regres. factor between viwv and
      q_air [kg/m^3]

! declare climate fields
real, dimension(xdim,ydim) :: z_topo, glacier, z_ocean
real, dimension(xdim,ydim,nstep_yr) :: Tclim, uclim, vclim, qlim, mldclim, Toclim,
      cldclim !mixedlayerdepth clim.
96 real, dimension(xdim,ydim,nstep_yr) :: TF_correct, qF_correct, ToF_correct, swetclim
real, dimension(ydim,nstep_yr) :: sw_solar, sw_solar2, sw_solar3
real, dimension(3,ndays_yr,ydim) :: swpaleof
real, dimension(3001,3) :: swpalpc
real, dimension(3001,ydim,ndays_yr) :: swtmp
101 real, dimension(400,ydim,ndays_yr) :: noise

! declare constant fields
real, dimension(xdim,ydim) :: cap_surf
real, dimension(xdim,ydim) :: gmax = 0.99
106 real, dimension(xdim,ydim) :: gmin = 0.4
real, parameter :: eoffak = 2.416206527183881 !Faktor for EOF
      Reconstruction

integer jday, ityr, itstart

111 namelist / physics / log_proc, log_exp

```

```

end module mo_physics

!+++++
116 module mo_diagnostics
!+++++

    USE mo_numerics,    ONLY: xdim, ydim

121 ! declare diagnostic fields
    real, dimension(xdim,ydim)      :: Tsmn, Tamn, qmn, swmn, lwmn, qlatmn, qsensmn, &
    &                                ftnn, fqmn, amn, Tomn

    ! declare output fields
126 real, dimension(xdim,ydim)      :: Tmm, Tamm, Tomm, qmm, apmm, DJFT, QUAT, DJFTa,
    &                                &
    &                                DJFTo, DJFq, DJFap, QUATa, QUATo, QUAq, QUAap
    integer                        :: DJF, QUA, WAI !WHERE AM I

131 end module mo_diagnostics

!+++++
subroutine climate
!+++++
136 ! climate model main loop

    use mo_numerics
    use mo_physics
    use mo_diagnostics

141 ! declare temporary fields
    real, dimension(xdim,ydim)      :: Ts0, Ts1, Ta0, Ta1, q0, q1, sw, albedo,      &
    &                                Q_lat, Q_lat_air, dq_eva, dq_rain,      &
    &                                dTa_crcl, dq_crcl, dTs, dTa, dq, LW_surf,      &
146 &                                LW_air, ts_ini, ta_ini, q_ini, Ty0, Ty1,      &
    &                                To0, Tol, dT_ocean, dTo, to_ini, Ts2, Ta2, q2,&
    &                                To2
    real                            :: periode
    real, dimension(ydim,ndays_yr)  :: pia, vpi, vpi2
151 integer                        :: year, start

    open(31,file='/gfs/work-imk5/smomw141/research/control',ACCESS='DIRECT',FORM='
        UNFORMATTED', RECL=ireal*xdim*ydim)
    open(32,file='/gfs/work-imk5/smomw141/research/scenario',ACCESS='DIRECT',FORM='
        UNFORMATTED', RECL=ireal*xdim*ydim)

156 if ((log_exp >= 672 .and. log_exp < 680) .or. log_proc(14) == 0) then
    irestartrec = 0
    open(34,file='/gfs/work-imk5/smomw141/research/restart.f1',ACCESS='DIRECT',FORM='
        UNFORMATTED', RECL=ireal*xdim*ydim)
    open(35,file='/gfs/work-imk5/smomw141/research/restart.f2',ACCESS='DIRECT',FORM='
        UNFORMATTED', RECL=ireal)
161 else if ( log_exp .eq. 7 .or. log_exp .eq. 11 .or. log_exp .eq. 12 ) then
    isrec=0
    open(23,file='fluxes',ACCESS='DIRECT',FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*xdim*ydim)
    end if

166 WAI=0      ! Where Am I: 0 = PRE, 1 = Flux, 2 = CTL, 3 = SCN)

    if (log_proc(13) == 0) mldclim = d_ocean ! no deep ocean
    z_ocean=0
171 do i=1,nstep_yr! set ocean depth
        where(mldclim(:, :, i).gt.z_ocean) z_ocean = mldclim(:, :, i)
    end do
    z_ocean = 1.5*2.0*z_ocean

```

```

176   if (log_exp == 3) then ! no topography
       where (z_topo > 0.) z_topo = 1.
     end if

! heat capacity global [J/K/m^2]
181   where (z_topo > 0.) cap_surf = cap_land
       where (z_topo <= 0.) cap_surf = cap_ocean*mldclim(:, :, 1)

! initialize fields
Ts_ini = Tclim(:, :, nstep_yr) ! initial value temp. surf
186   Ta_ini = Ts0-DTa0 ! initial value atm. temp.
To_ini = Toclim(:, :, nstep_yr) ! initial value temp. surf
q_ini = qclim(:, :, nstep_yr) ! initial value atmos water vapor
dq_crc1 = 0.

191   if (log_exp > 100) then
       CO2_ctrl = 280. ! preindustrial CO2
     else
       if (log_proc(12) .eq. 1) CO2_ctrl = 340. ! 2xCO2
       if (log_proc(12) .eq. 2) CO2_ctrl = 298. ! A1B
196   if (log_proc(12) .eq. 3) CO2_ctrl = 340. ! 340ppm
     end if

       if (log_exp == 671) then ! todays insolation reconstructed by EOFs
!         forall (i=1:ndays_yr, j=1:ydim)
201         do i=1, ndays_yr; do j=1, ydim
             pia(j, i) = swpaleof(1, i, j) * swpalpc(1, 1) + swpaleof(1, i, j) * swpalpc(1, 2) + swpaleof(3, i,
             , j) * swpalpc(1, 3)
           end do; end do
!         end forall
       do n=1, nstep_yr
206         jday = mod((n-1)/ndt_days, ndays_yr) + 1
           sw_solar(:, n) = eoffak * pia(:, jday)
         end do
       sw_solar = sw_solar2 + sw_solar * sin(float(it)/(float(nstep_yr)*periode)*2.*pi) ! (
           Paleomean + Anomaly)
!       where (sw_solar < 0.) sw_solar = 0. ! to evold negative insolation from EOF
211   end if

! compute Q-flux corrections
WAI = 1
216   print *, '%_flux_correction_', CO2_ctrl
       call qflux_correction(CO2_ctrl, Ts_ini, Ta_ini, q_ini, To_ini)
       if (log_proc(9) == 0) then ! no flux correction
           TF_correct = 0.; qF_correct = 0.; ToF_correct = 0.
       end if
221

! control run
WAI = 2
226   print *, '%_CONTROL_RUN_CO2=', CO2_ctrl, '_time=', time_ctrl, 'yr'
       Ts1 = Ts_ini; Ta1 = Ta_ini; To1 = To_ini; q1 = q_ini; ! initialize fields
       mon=1; year=1970; irec=0; Tmm=0.; Tamm=0.; qmm=0.; apmm=0.;
       do it=1, time_ctrl*nstep_yr ! main time loop
!         do it=1, 300
!           print *, 'control loop:', it, ts1(ipx, ipy), q1(ipx, ipy)
231         call time_loop(it, isrec, year, CO2_ctrl, CO2_ctrl, irec, mon, 31,
           &
           Ts1, Ta1, q1, To1, Ts0, Ta0, q0, To0, dq_crc1)
           Ts1=Ts0; Ta1=Ta0; q1=q0; To1=To0 ! memory
!         print *, it, ts1(ipx, ipy), q1(ipx, ipy), TF_correct(ipx, ipy, ityr), cldclim(ipx, ipy, ityr)
       end do
236

```

```

! scenario run
WAI = 3
print*, '%_SCENARIO_RUN_', log_proc(12), '_time=', time_scnr, 'yr'
241 if (log_exp == 111) dsw_solar = -10 ! solar constant change
if (log_exp == 113) dsw_solar = -30 ! solar constant change
if (log_exp == 112) dsw_solar = +10 ! solar constant change
if (log_exp == 666) print*, 'Paleo_Mean_Insolation'
if (log_exp == 667) print*, 'Paleo_Mean_Insolation_+_2_x_EOF1'
246 if (log_exp == 668) print*, 'Paleo_Mean_Insolation_-_2_x_EOF1'
if (log_exp == 669) print*, 'Paleo_Mean_Insolation_+_2_x_EOF1_by_2nd_way'
if (log_exp >= 10000 .and. log_exp <= 13000) print*, 'Insolation_of', log_exp-10000, '
    kyr_BP'

if (log_exp == 111 .or. log_exp == 113 .or. log_exp == 112) then
251 print*, 'dSW=_', dsw_solar, 'w/m2' ! solar constant change
    sw_solar=sw_solar*(1365+dsw_solar)/1365 ! solar constant change
else if (log_exp >= 666) then
    sw_solar=sw_solar2 ! insolation change
else if (log_exp .eq. 555) then ! sinusoidal change
256 sw_solar2=sw_solar
    dsw_solar = 5.0 ! Amplitude Watt/m^2
    periode = 4000. ! Periode in Years
end if

261 Ts1 = Ts_ini; Tal = Ta_ini; q1 = q_ini; Tol = To_ini ! initialize fields
year=1940; CO2=280.0; mon=1; irec=0; Tmm=0.; Tamm=0.; qmm=0.; apmm=0.;
QUA=0; DJF=0; QUAT = 0.; QUATa = 0.; QUATo = 0.; QUAq = 0.; QUAap = 0.;
DJFT = 0.; DJFTa = 0.; DJFTo = 0.; DJFq = 0.; DJFap = 0.; itstart=1
if (log_exp >= 672 .and. log_exp < 680) year = 0
266

if (log_proc(14) == 0) then !Restarting the Model
271 print*, 'read_from_restart-file'
    irestartrec=0
    irestartrec=irestartrec+1; read(34,rec=irestartrec) Ts1
    irestartrec=irestartrec+1; read(34,rec=irestartrec) Tal
    irestartrec=irestartrec+1; read(34,rec=irestartrec) q1
276 irestartrec=irestartrec+1; read(34,rec=irestartrec) Tol
    irestartrec=irestartrec+1; read(34,rec=irestartrec) dq_crc1
    irestartrec=irestartrec+1; read(34,rec=irestartrec) DJFT
    irestartrec=irestartrec+1; read(34,rec=irestartrec) DJFTa
    irestartrec=irestartrec+1; read(34,rec=irestartrec) DJFTo
281 irestartrec=irestartrec+1; read(34,rec=irestartrec) DJFq
    irestartrec=irestartrec+1; read(34,rec=irestartrec) DJFap
    irestartrec=0
    irestartrec=irestartrec+1; read(35,rec=irestartrec) it
    irestartrec=irestartrec+1; read(35,rec=irestartrec) isrec
286 irestartrec=irestartrec+1; read(35,rec=irestartrec) year
    irestartrec=irestartrec+1; read(35,rec=irestartrec) CO2
    irestartrec=irestartrec+1; read(35,rec=irestartrec) CO2_ctrl
    irestartrec=irestartrec+1; read(35,rec=irestartrec) irec
    irestartrec=irestartrec+1; read(35,rec=irestartrec) mon
291 irestartrec=irestartrec+1; read(35,rec=irestartrec) DJF
    itstart=it+1
print*, 'restarting_scenario_in_year_', it, year, it
end if

296

do it=itstart, time_scnr*nstep_yr ! main time loop
    call co2_level(it, year, CO2)
    if ( log_exp >= 555 .and. log_exp <= 590) then ! sinusoidal insolation
        change
301 sw_solar = sw_solar2*(1365.+ dsw_solar*sin(float(it)/(float(nstep_yr)*periode)
            *2.*pi))/1365

```



```

else if (log_exp == 669) then                                ! Paleo Insolation
    Reconstruction by EOFs
    sw_solar = sw_solar2+2.*sw_solar3
else if (log_exp == 670 .or. log_exp == 671) then            ! Sinusoidal EOF-Experiment
    periode=4000.
306    do i=1,ndays_yr; do j=1,ydim
        pia(j,i)=swpaleof(1,i,j)*swpalpc(233,1)+swpaleof(2,i,j)*swpalpc(233,2)+swpaleof
            (3,i,j)*swpalpc(233,3)
    end do; end do
    do n=1,nstep_yr                                          ! interpolate SW on time steps, shell-like
        jday = mod((n-1)/ndt_days, ndays_yr)+1
311    sw_solar(:,n) = eoffak*pia(:,jday)
    end do
    sw_solar=sw_solar2+sw_solar!*sin(float(it)/(float(nstep_yr)*periode)*2.*pi) !(
        Anomaly + Paleomean )
else if (log_exp == 672) then                                ! vostok run
    start = 1000000                                          ! start yrs BP = start
316    if ((mod(year,1000) == 0 .and. mod(it,nstep_yr) == 1) .or. it == itstart) then
        k=abs((year-mod(year,1000)-start)/1000)            ! millenial reading of
            insolation
        print*, 'calculating_paleo_insolation_of_year', k, '_ky_BP'
        vpi = swtmp(k+1,:,:) !variable (VOSTOK) paleo insolation
        vpi2 = swtmp(k,:,:) !variable (VOSTOK) paleo insolation
321    do n=1,nstep_yr
        jday = mod((n-1)/ndt_days, ndays_yr)+1
        sw_solar2(:,n) = vpi(:,jday)
        sw_solar3(:,n) = vpi2(:,jday)
    end do
326    end if
    if (mod(it,nstep_yr) == 1 .or. it == itstart) then      ! annual interpolate
        sw_solar=(sw_solar2+float(mod(year,1000))*(sw_solar3-sw_solar2)/1000.)!
            *(1365.-30.)/1365.
    end if
else if (log_exp >= 673 .and. log_exp < 680) then            ! Noise Experiments
331    start = 400000 ! yrs BP, start <= t_ctrl, year=0 vor scnrn!!
    if ((mod(year,1000) == 0 .and. mod(it,nstep_yr) == 1) .or. it == itstart) then
        k=abs((year-mod(year,1000)-start)/1000)
        print*, 'calculating_noise_insolation_of_year', k, '_ky_BP'
        vpi = noise(k+1,:,:) !variable (VOSTOK) paleo insolation
336    vpi2 = noise(k,:,:) !variable (VOSTOK) paleo insolation
        do n=1,nstep_yr
        jday = mod((n-1)/ndt_days, ndays_yr)+1
        sw_solar2(:,n) = vpi(:,jday)
        sw_solar3(:,n) = vpi2(:,jday)
341    end do
    end if
    if (mod(it,nstep_yr) == 1 .or. it == itstart) then
        sw_solar=sw_solar2+float(mod(year,1000))*(sw_solar3-sw_solar2)/1000.
    end if
346    end if

    if (log_exp > 100) CO2=CO2_ctrl ! Preindustrial
    call time_loop(it,isrec, year, CO2, CO2_ctrl, irec, mon, 32,
        &
        Ts1, Tal, q1, Tol, Ts0,Ta0, q0, To0, dq_ctrl)
351    Ts1=Ts0; Tal=Ta0; q1=q0; Tol=To0 ! memory

    if (it == time_scnr*nstep_yr) then ! Calculations finish!!
        open(37,file='/gfs/work-imk5/smomw141/research/fettig',ACCESS='DIRECT',FORM='
            UNFORMATTED', RECL=ireal)
    stop
356    end if

    if (mod(it,nstep_yr) == 0) year=year+1 ! current year
    if (mod(it,nstep_yr*30000) == 0) then ! Writing Restartfiles every 30 ka
        ! conatining all data that might be
            important

```

```

361      print*, 'writing _restart_file_of_year-1_/_it', year-1, '/', it
         irestartrec=0
         irestartrec=irestartrec+1; write(34,rec=irestartrec) Ts0
         irestartrec=irestartrec+1; write(34,rec=irestartrec) Ta0
         irestartrec=irestartrec+1; write(34,rec=irestartrec) q0
366         irestartrec=irestartrec+1; write(34,rec=irestartrec) To0
         irestartrec=irestartrec+1; write(34,rec=irestartrec) dq_crcl
         irestartrec=irestartrec+1; write(34,rec=irestartrec) DJFT
         irestartrec=irestartrec+1; write(34,rec=irestartrec) DJFTa
         irestartrec=irestartrec+1; write(34,rec=irestartrec) DJFTo
371         irestartrec=irestartrec+1; write(34,rec=irestartrec) DJFq
         irestartrec=irestartrec+1; write(34,rec=irestartrec) DJFap
         irestartrec=0
         irestartrec=irestartrec+1; write(35,rec=irestartrec) it
         irestartrec=irestartrec+1; write(35,rec=irestartrec) isrec
376         irestartrec=irestartrec+1; write(35,rec=irestartrec) year
         irestartrec=irestartrec+1; write(35,rec=irestartrec) CO2
         irestartrec=irestartrec+1; write(35,rec=irestartrec) CO2_ctrl
         irestartrec=irestartrec+1; write(35,rec=irestartrec) irec
         irestartrec=irestartrec+1; write(35,rec=irestartrec) mon
381         irestartrec=irestartrec+1; write(35,rec=irestartrec) DJF
         print*, 'restarting ...'
         stop
     end if
end do
386 end subroutine

!+++++
subroutine time_loop(it, isrec, year, CO2, CO2_ctrl, irec, mon, ionum, Ts1, Ta1, q1, To1,
, Ts0, Ta0, q0, To0, dq_crcl)
!+++++
391 ! main time loop

    use mo_numerics
    use mo_physics

396    real, dimension(xdim,ydim):: Ts1, Ta1, q1, To1, Ts0, Ta0, q0, To0, sw,      &
&      albedo, Q_sens, Q_lat, Q_lat_air, dq_eva,      &
&      dq_rain, dTa_crcl, dq_crcl, dTs, dTa, dq,      &
&      LW_surf, LW_air, ts_ini, ta_ini, q_ini, Ty0, &
&      Ty1, dT_ocean, dTo, to_ini
401    integer :: year

    jday = mod((it-1)/ndt_days, ndays_yr)+1 ! current calendar day in year
    ityr = mod((it-1), nstep_yr)+1         ! time step in year

406    call tendencies(CO2, CO2_ctrl, Ts1, Ta1, To1, q1, albedo, SW, LW_surf, Q_lat,      &
&      Q_sens, LW_air, Q_lat_air, dq_eva, dq_rain, dq_crcl,      &
&      dTa_crcl, dT_ocean, dTo, it)

411    ! surface temperature
    Ts0 = Ts1 +dT_ocean +dt*( SW +LW_surf +Q_lat +Q_sens +TF_correct(:, :, ityr)) /
        cap_surf

    ! air temperature
    Ta0 = Ta1 +dT_a_crcl +dt*( LW_air +Q_lat_air -Q_sens )/cap_air
416    ! deep ocean temperature
    To0 = To1 +dT_ocean +ToF_correct(:, :, ityr)

    ! air water vapor
421    dq = dt*(dq_eva+dq_rain) +dq_crcl + qF_correct(:, :, ityr)
    where(dq .le. -q1) dq = -0.9*q1 ! no negative q; numerical stability
    q0 = q1 + dq

    ! sea ice heat capacity

```

```

426  call seaice(Ts0)

      ! write output
      call output(it, ionum, irec, mon, ts0, ta0, to0, q0, albedo, year)

431  ! diagnostics: annual means plots
      call diagnostics(it, year, CO2, ts0, ta0, to0, q0, albedo, sw, lw_surf, q_lat, q_sens)

end subroutine time_loop

436  !+++++++
subroutine tendencies(CO2, CO2_ctrl, Ts1, Ta1, To1, q1, albedo, SW, LW_surf, Q_lat,
      Q_sens, LW_air, &
&      Q_lat_air, dq_eva, dq_rain, dq_crcl, dTa_crcl, dT_ocean, dTo, it)
!+++++++

441  use mo_numerics
      use mo_physics

      ! declare temporary fields
      real, dimension(xdim,ydim) :: Ts1, Ta1, q1, albedo, sw, &
446  &      Q_sens, Q_lat, Q_lat_air, dTa_crcl, &
      &      dq_crcl, dTs, dTa, dq, LW_surf, LW_air, &
      &      To1, dT_ocean, dTo, dq_eva, dq_rain

      ! SW radiation model
451  call SWradiation(Ts1, sw, albedo)
      ! LW radiation model
      call LWradiation(Ts1, Ta1, q1, CO2, CO2_ctrl, LW_surf, LW_air)
      ! sensible heat flux
      if (log_proc(2) == 1) then
456  Q_sens = ct_sens*(Ta1-Ts1)
      else
        Q_sens = 0.
      end if
      ! hydro. model
461  call hydro(Ts1, q1, Q_lat, Q_lat_air, dq_eva, dq_rain)
      ! atmos. circulation
      call circulation(Ta1, dTa_crcl, z_air, log_proc(4), log_proc(6), it) ! air temp.
      call circulation(q1, dq_crcl, z_vapor, log_proc(5), log_proc(7), it) ! atmos
      water vapor
      ! deep ocean interaction
466  call deep_ocean(Ts1, To1, dT_ocean, dTo)

end subroutine tendencies

!+++++++
471  subroutine qflux_correction(CO2_ctrl, Ts1, Ta1, q1, To1)
!+++++++
      ! compute heat flux correction values

      USE mo_numerics
476  USE mo_physics

      ! declare temporary fields
      real, dimension(xdim,ydim) :: Ts0, Ts1, Ta0, Ta1, q0, q1, sw, albedo, &
&      Q_sens, Q_lat, Q_lat_air, dq_eva, dq_rain, &
481  &      dTa_crcl, dq_crcl, dTs, dTa, dq, T_error, &
      &      LW_surf, LW_air, To0, To1, dT_ocean, dTo

      ! time loop
      do it=1, time_flux*ndt_days*ndays_yr
486  jday = mod((it-1)/ndt_days, ndays_yr)+1 ! current calendar day in year
      ityr = mod((it-1), nstep_yr)+1 ! time step in year
      call tendencies(CO2_ctrl, CO2_ctrl, Ts1, Ta1, To1, q1, albedo, SW, LW_surf, Q_lat,
        &
&      Q_sens, LW_air, Q_lat_air, dq_eva, dq_rain, dq_crcl, &

```

```

&
      dTa_crcl, dT_ocean, dTo, it)
491  ! surface temperature without heat flux correction
      dTs = dt*( sw +LW_surf +Q_lat +Q_sens) / cap_surf
      Ts0 = Ts1 +dT_s +dT_ocean
      ! air temperature
      dTa = dt*( LW_air +Q_lat_air -Q_sens)/cap_air
496  Ta0 = Ta1 + dTa +dTa_crcl
      ! deep ocean temperature without heat flux correction
      To0 = To1 +dT_o
      ! air water vapor without flux correction
      dq = dt*(dq_eva+dq_rain)
501  q0 = q1 +dq +dq_crcl
      ! heat flux correction Tsurf
      T_error = Tclim(:, :, ityr) -Ts0 ! error relative to Tclim
      TF_correct(:, :, ityr) = T_error*cap_surf/dt ! heat flux in [W/m^2]
      ! surface temperature with heat flux correction
506  Ts0 = Ts1 +dT_s +dT_ocean +TF_correct(:, :, ityr)*dt/ cap_surf
      ! heat flux correction deep ocean
      ToF_correct(:, :, ityr) = Toclim(:, :, ityr) -To0 ! heat flux in [K/dt]
      ! deep ocean temperature with heat flux correction
      To0 = To1 +dT_o +ToF_correct(:, :, ityr)
511  ! water vapor flux correction
      qF_correct(:, :, ityr) = qclim(:, :, ityr) -q0
      ! air water vapor with flux correction
      q0 = q1 + dq +dq_crcl + qF_correct(:, :, ityr)
      ! sea ice heat capacity
516  call seaice(Ts0)
      ! diagnostics: annual means plots
      call diagnostics(it, 0.0, CO2_ctrl, ts0, ta0, to0, q0, albedo, sw, lw_surf, q_lat,
        q_sens)
      ! memory
      Ts1=Ts0; Ta1=Ta0; q1=q0; To1=To0;
521  end do

end subroutine qflux_correction

!+++++
526  subroutine SWradiation(Tsurf, sw, albedo)
!+++++
! SW radiation model

      USE mo_numerics, ONLY: xdim, ydim, ipx, ipy
531  USE mo_physics, ONLY: ityr, sw_solar, da_ice, a_no_ice, a_cloud, z_topo &
& , Tl_ice1, Tl_ice2, To_ice1, To_ice2, glacier &
& , cldclim, log_proc

! declare temporary fields
536  real, dimension(xdim,ydim) :: Tsurf, sw, albedo, a_surf, a_atmos

! atmos albedo
a_atmos=cldclim(:, :, ityr)*a_cloud

541  ! surface albedo
! Land: ice -> albedo linear function of T_surf
  where(z_topo >= 0. .and. Tsurf <= Tl_ice1) a_surf = a_no_ice+da_ice ! ice
  where(z_topo >= 0. .and. Tsurf >= Tl_ice2) a_surf = a_no_ice ! no ice
  where(z_topo >= 0. .and. Tsurf > Tl_ice1 .and. Tsurf < Tl_ice2 ) &
546  & a_surf = a_no_ice +da_ice*(1-(Tsurf-Tl_ice1)/(Tl_ice2-Tl_ice1))
! Ocean: ice -> albedo/heat capacity linear function of T_surf
  where(z_topo < 0. .and. Tsurf <= To_ice1) a_surf = a_no_ice+da_ice ! ice
  where(z_topo < 0. .and. Tsurf >= To_ice2) a_surf = a_no_ice ! no ice
  where(z_topo < 0. .and. Tsurf > To_ice1 .and. Tsurf < To_ice2 ) &
551  & a_surf = a_no_ice+da_ice*(1-(Tsurf-To_ice1)/(To_ice2-To_ice1))
! glacier -> no albedo changes
  where(glacier > 0.5) a_surf = a_no_ice+da_ice

  if (log_proc(10) .eq. 0) a_surf = a_no_ice

```

```

556      ! new cloud model
      albedo=a_surf+a_atmos-a_surf*a_atmos

      ! SW flux
561      do i=1,xdim
          sw(i,:)=sw_solar(:,ityr)*(1-albedo(i,:))
      end do
      end subroutine SWradiation

566      /+++++
      subroutine LWradiation(Tsurf, Tair, q, CO2, CO2_ctrl, LWsurf, LWair)
      /+++++

      USE mo_numerics,    ONLY: xdim, ydim, ipx, ipy
571      USE mo_physics,    ONLY: sig, eps, qclim, z_topo, jday, gmax, gmin, log_proc, &
      &                      log_exp, ityr, r_qviwv, z_air, z_vapor, cldclim, g_cld

      ! declare temporary fields
      real, dimension(xdim,ydim) :: Tsurf, Tair, q, LWsurf, LWair, g, g_air, g_cloud
576      real, dimension(xdim,ydim) :: LWair_up, LWair_down, LWsurf_up, em_down, em_up
      real, dimension(xdim,ydim) :: rg_co2, g_vapor

      ! points in the viwv vs. g pdf in steps of 5 (0:5:70)
      integer, parameter :: pdim = 17
581      real, parameter, dimension(pdim) :: p_viwv = (/ .62, .68, .71, .725, .74, .77, .795, .82, &
      &                      .840, .855, .867, .877, .885, .89, .895, .897, .899 /)
      real, dimension (38) :: qx = (/ (i,i=0,74,2) /)

      rg_co2 = max(0.,(0.0090 -0.006/60*(q*r_qviwv))) ! 17.02.2010

586      ga1 = -0.16; ga2 = 0.075; ga3 = 1e-3; ga4 = +2e-4
      gq05 = ga2*log( ( 5.0+ga4)/ga3 )
      g_vapor = ga2*log( (q*r_qviwv+ga4)/ga3 )

591      ! empirical function of linear steps
      ga1 = 0.0
      dwv = 2.5
      grad = (p_viwv(2)-p_viwv(1))/dwv
      where(q*r_qviwv .lt. dwv) g_vapor = grad*r_qviwv*q +p_viwv(1)
596      do i=2, 4; viwv = dwv*i
          grad = (p_viwv(i+1)-p_viwv(i))/dwv;
          where(q*r_qviwv .ge. viwv-dwv .and. q*r_qviwv .lt. viwv) &
      &          g_vapor = grad*(r_qviwv*q-(viwv-dwv)) +p_viwv(i);
      end do
601      dwv = 5.0
      do i=5, pdim-1; viwv = dwv*(i-2)
          grad = (p_viwv(i+1)-p_viwv(i))/dwv;
          where(q*r_qviwv .ge. viwv-dwv .and. q*r_qviwv .lt. viwv) &
      &          g_vapor = grad*(r_qviwv*q-(viwv-dwv)) +p_viwv(i);
      end do
606      grad = (p_viwv(pdim)-p_viwv(pdim-1))/dwv
      where (q*r_qviwv .ge. 65.) g_vapor = grad*(r_qviwv*q-65.) +p_viwv(pdim-1)

      ! gq-linear-function
611      if(log_exp == 13) then
          g_vapor = 0.195/60.*q*2.6736e3 +0.72-0.00
          ! glinear = +0.15/60*x+0.75; % linear function of q
      end if

616      g_air = ga1 + g_vapor + rg_co2*log(CO2/CO2_ctrl)
      g_cloud = cldclim(:, :, ityr)*g_cld
      g = g_air+g_cloud-g_air*g_cloud

      if (log_exp .ne. 5) g = exp(-z_topo/z_air)*g

621      g=min(gmax, 0.90*g) ! scale 23.02.2010

```

```

g=max(0.,g)

LWsurf = -(1-g)*sig*Tsurf**4
626 LWair = 0.

  if ( log_proc(1) == 0) LWsurf = 0.
  if ( log_proc(1) == 0) LWair = 0.
end subroutine LWradiation
631
!+++++
subroutine hydro(Tsurf, q, Qlat, Qlat_air, dq_eva, dq_rain)
!+++++
!   hydrological model for latent heat and water vapor
636
  USE mo_numerics,    ONLY: xdim, ydim, dt, ipx, ipy
  USE mo_physics,     ONLY: rho_air, uclim, vclim, z_topo, swetclim, ityr, &
&                      ce, cq_latent, cq_rain, z_air, r_qviwv, log_proc

641 ! declare temporary fields
  real, dimension(xdim,ydim) :: Tsurf, q, Qlat, Qlat_air, dq, qs, dq_eva
  real, dimension(xdim,ydim) :: dq_rain, abswind

  abswind = sqrt(uclim(:,:,ityr)**2 + vclim(:,:,ityr)**2)
646 where(z_topo > 0. ) abswind = sqrt(abswind**2 + 2.0**2) ! land
  where(z_topo < 0. ) abswind = sqrt(abswind**2 + 3.0**2) ! ocean

! saturated humidity (max. air water vapor)
  qs = 3.75e-3*exp(17.08085*(Tsurf-273.15)/(Tsurf-273.15+234.175));
651 qs = qs*exp(-z_topo/z_air) ! DD: scale qs by topographic altitude
! latent heat flux surface
  Qlat = (q-qs)*abswind*cq_latent*rho_air*ce*swetclim(:,:,ityr)
! change in water vapor
  dq_eva = -Qlat/cq_latent/r_qviwv ! evaporation
656 dq_rain = cq_rain*q ! rain

! latent heat flux atmos
  Qlat_air = -dq_rain*cq_latent*r_qviwv

661 if (log_proc(3) == 0) Qlat=0.
  if (log_proc(3) == 0) Qlat_air=0.
  if (log_proc(8) == 0) dq_eva = 0.
  if (log_proc(8) == 0) dq_rain = 0.

666 end subroutine hydro

!+++++
subroutine seaice(Tsurf)
!+++++
671 !   SW radiation model

  USE mo_numerics,    ONLY: xdim, ydim, ipx, ipy
  USE mo_physics,     ONLY: ityr, z_topo, cap_surf, cap_land, cap_ocean, &
&                      log_proc, To_ice1, To_ice2, glacier, mldclim

676 ! declare temporary fields
  real, dimension(xdim,ydim) :: Tsurf

  where(z_topo < 0. .and. Tsurf <= To_ice1) cap_surf = cap_land ! sea
  ice
681 where(z_topo < 0. .and. Tsurf >= To_ice2) cap_surf = cap_ocean*mldclim(:,:,ityr) !
  open ocean
  where(z_topo < 0. .and. Tsurf > To_ice1 .and. Tsurf < To_ice2 ) &
&    cap_surf = cap_land + (cap_ocean*mldclim(:,:,ityr)-cap_land) &
&    /(To_ice2-To_ice1)*(Tsurf-To_ice1)

686 if(log_proc(11) == 0) then
  where(z_topo > 0. ) cap_surf = cap_land ! sea ice

```

```

      where(z_topo < 0. ) cap_surf = cap_ocean*mldclim(:,:,ityr) ! open ocean
    end if

691 ! glacier -> no sea ice change
      where(glacier > 0.5) cap_surf = cap_land ! ice sheet

    end subroutine seaice

696 !+++++
    subroutine deep_ocean(Ts, To, dT_ocean, dTo)
    !+++++
    !          deep ocean model

701    USE mo_numerics,    ONLY: xdim, ydim, nstep_yr, dt
    USE mo_physics,      ONLY: ityr, z_topo, mldclim, log_proc, log_exp    &
    &                    ,cap_ocean, To_ice2, zo, co_turb, tclim, z_ocean

    ! declare temporary fields
706    real, dimension(xdim,ydim) :: Ts, Tx, To, dT_ocean, dTo, dmld

      if (ityr > 1) dmld = mldclim(:,:,ityr)-mldclim(:,:,ityr-1)
      if (ityr == 1) dmld = mldclim(:,:,ityr)-mldclim(:,:,nstep_yr)

711    dT_ocean = 0.0; dTo = 0.0
    ! entrainment & detrainment
      where ( z_topo < 0 .and. Ts >= To_ice2 .and. dmld < 0) &
    & dTo = -dmld/(z_ocean-mldclim(:,:,ityr))*(Ts-To) &
      where ( z_topo < 0 .and. Ts >= To_ice2 .and. dmld > 0) &
716 & dT_ocean = dmld/mldclim(:,:,ityr)*(To-Ts)

      c_effmix = 0.5
      dTo = c_effmix*dTo
      dT_ocean = c_effmix*dT_ocean

721    ccc = 5.0*co_turb

    ! turbulent mixing
      Tx = max(To_ice2,Ts) ! TEST
726    dTo = dTo + dt*ccc*(Tx-To)/(cap_ocean*(z_ocean-mldclim(:,:,ityr))) ! TEST
      dT_ocean = dT_ocean + dt*ccc*(To-Tx)/(cap_ocean*mldclim(:,:,ityr)) ! TEST

    ! no deep ocean
      if (log_proc(13) == 0) dTo = 0.0
731    if (log_proc(13) == 0) dT_ocean = 0.0

    end subroutine deep_ocean

    !+++++
736    subroutine circulation(X_in, dX_crcl, h_scl, l_diff, l_adv, it)
    !+++++
    ! circulation with shorter time step

    USE mo_numerics, ONLY: xdim, ydim, dt, dt_crcl

741    real, dimension(xdim,ydim) :: X1, X, X_in, dX_crcl, dx_diffuse, dx_advec
    integer time, tt

      time=max(1,nint(float(dt)/dt_crcl))

746    X1=X_in;
    do tt=1, time ! time loop circulation

      ! diffusion
751    if ( l_diff == 1 ) call diffusion(X1, dx_diffuse, h_scl, it)
      if ( l_diff == 0 ) dx_diffuse = 0.
      ! advection
      if ( l_adv == 1 ) call advection(X1, dx_advec)

```

```

      if ( l_adv == 0 ) dx_advec = 0.
756      X = X1 + dx_diffuse + dx_advec; X1=X;
      end do ! time loop
      dX_crcl = X-X_in

761 end subroutine circulation

!+++++
subroutine diffusion(T1, dX_diffuse, h_scl, it)
!+++++
766 ! diffusion

      USE mo_numerics, ONLY: xdim, ydim, dt, dlon, dlat, dt_crcl
      USE mo_physics, ONLY: pi, z_topo, log_exp, kappa

771 integer, dimension(ydim):: ilat = (/ (i,i=1,ydim)/) ! rain=1,2,3,...,10
      real, dimension(ydim):: lat, dxlat, ccx
      real, dimension(xdim):: Th, T1h, dTxh
      real, dimension(xdim,ydim):: ddx, T1, dX_diffuse, dTx, dTy
      integer time2, dtdff2, tt2

776 deg = 2.*pi*6.371e6/360.; ! length of 1deg latitude [m]
      dx = dlon; dy=dlat; dyy=dy*deg
      lat = dlat*ilat-dlat/2.-90.; dxlat=dx*deg*cos(2.*pi/360.*lat)

781 ccy=kappa*dt_crcl/dyy**2
      ccx=kappa*dt_crcl/dxlat**2

      ! latitudinal
      do k=1, ydim
786 kml=k-1; kp1=k+1
        if ( k>=2 .and. k<=ydim-1) dTy(:,k)=ccy*(T1(:,kml)-2*T1(:,k)+T1(:,kp1))
        if ( k==1 ) dTy(:,k)=ccy*(-T1(:,k)+T1(:,kp1))
        if ( k==ydim ) dTy(:,k)=ccy*(T1(:,kml)-T1(:,k))
        ! longitudinal
791 if ( dxlat(k) > 2.5e5) then ! unitl 25degree
          do j=1, xdim ! longitudinal
            jml=j-1; if (jml == 0) jml=xdim
            jp1=j+1; if (jp1 > xdim) jp1=1
            jm2=j-2; if (jm2 < 1) jm2=xdim+jm2
796 jp2=j+2; if (jp2 > xdim) jp2=jp2-xdim
            jm3=j-3; if (jm3 < 1) jm3=xdim+jm3
            jp3=j+3; if (jp3 > xdim) jp3=jp3-xdim
            ! 3.order solution: stable unitl 84degree (dx=2.5degree, a=5e5)
            dTx(j,k)=ccx(k)* ( 10*( T1(jml,k)-2*T1(j,k) +T1(jp1,k) ) &
801 & +4*( T1(jm2,k)-2*T1(jm1,k)+T1(j,k) ) &
            & +4*( T1(j,k) -2*T1(jp1,k)+T1(jp2,k) ) &
            & +1*( T1(jm3,k)-2*T1(jm2,k)+T1(jm1,k) ) &
            & +1*( T1(jp1,k)-2*T1(jp2,k)+T1(jp3,k) ) )/20.

806 end do
      else ! high resolution -> smaller time steps
        dd=max(1, nint(dt_crcl/(1.*dxlat(k)**2/kappa))); dtdff2=dt_crcl/dd
        time2=max(1, nint(float(dt_crcl)/float(dtdff2)))
        ccx2=kappa*dtdff2/dxlat(k)**2
811 T1h=T1(:,k)
        do tt2=1, time2 ! additional time loop
          do j=1, xdim ! longitudinal
            jml=j-1; if (jml == 0) jml=xdim
            jp1=j+1; if (jp1 > xdim) jp1=1
816 jm2=j-2; if (jm2 < 1) jm2=xdim+jm2
            jp2=j+2; if (jp2 > xdim) jp2=jp2-xdim
            jm3=j-3; if (jm3 < 1) jm3=xdim+jm3
            jp3=j+3; if (jp3 > xdim) jp3=jp3-xdim
            dTxh(j)=ccx2* ( 10*( T1h(jml)-2*T1h(j) +T1h(jp1) ) &
821 & +4*( T1h(jm2)-2*T1h(jm1)+T1h(j) ) &

```



```

&                                +4*( T1h(j)  -2*T1h(jp1)+T1h(jp2) ) &
&                                +1*( T1h(jm3)-2*T1h(jm2)+T1h(jm1) ) &
&                                +1*( T1h(jp1)-2*T1h(jp2)+T1h(jp3) ) )/20.
                                ! longitudinal
                                end do
826      where(dTxh .le. -T1h ) dTxh = -0.9*T1h ! no negative q; numerical
                                stability
                                Th=T1h+dTxh; T1h=Th

                                end do                                ! additional time loop
                                dTx(:,k)=Th-T1(:,k)
831      end if
      end do                                ! y-loop
      ddx=dTx+dTy;
      dX_diffuse = exp(-z_topo/h_scl)*ddx

836  end subroutine diffusion

!+++++
subroutine advection(T1, dX_advec)
!+++++
841  !    advection after DD

      USE mo_numerics,    ONLY: xdim, ydim, dt, dlon, dlat, dt_crcl
      USE mo_physics,     ONLY: pi, z_topo, uclim, vclim, ityr

846  integer, dimension(ydim):: ilat = (/ (i,i=1,ydim)/)
      real, dimension(ydim) :: lat, dxlat, ccx
      real, dimension(xdim) :: Th, T1h, dTxh
      real, dimension(xdim,ydim) :: ddx, T1, T, dX_advec, dTx, dTy
      integer time2, dtdff2, tt2

851  deg = 2.*pi*6.371e6/360.; ! length of 1deg latitude [m]
      dx = dlon; dy=dlat; dyy=dy*deg
      lat = dlat*ilat-dlat/2.-90.; dxlat=dx*deg*cos(2.*pi/360.*lat)

856  ccy=dt_crcl/dyy/2.
      ccx=dt_crcl/dxlat/2.

      ! latitudinal
      do k=1, ydim
861      km1=k-1; kp1=k+1; km2=k-2; kp2=k+2
      do j = 1, xdim
      if (vclim(j,k,ityr) >= 0.) then
      if ( k>=3 ) dTy(j,k) = -vclim(j,k,ityr)*ccy*( 2*T1(j,k)-T1(j,km1)-T1(j,km2)
      ) )/3.
      if ( k==2 ) dTy(j,k) = -vclim(j,k,ityr)*ccy*( T1(j,k)-T1(j,km1) )
866      if ( k==1 ) dTy(j,k) = 0.0
      else
      if ( k <= ydim-2 ) dTy(j,k) = -vclim(j,k,ityr)*ccy*( -2*T1(j,k)+T1(j,kp1)+
      T1(j,kp2) )/3.
      if ( k == ydim-1 ) dTy(j,k) = -vclim(j,k,ityr)*ccy*( -T1(j,k)+T1(j,kp1) )
      if ( k == ydim ) dTy(j,k) = 0.0
871      end if
      end do
      ! longitudinal
      if ( dxlat(k) > 2.5e5 ) then ! unitl 25degree
      do j=1, xdim                                ! longitudinal
876      jm1=j-1; if (jm1 == 0) jm1=xdim
      jp1=j+1; if (jp1 > xdim) jp1=1
      jm2=j-2; if (jm2 < 1) jm2=xdim+jm2
      jp2=j+2; if (jp2 > xdim) jp2=jp2-xdim
      if (uclim(j,k,ityr) >= 0.) then
881      dTx(j,k)=-uclim(j,k,ityr)*ccx(k)*( 2*T1(j,k)-T1(jm1,k)-T1(jm2,k) )
      /3.
      else
      dTx(j,k)=-uclim(j,k,ityr)*ccx(k)*( -2*T1(j,k)+T1(jp1,k)+T1(jp2,k) )
      /3.

```

```

      end if
    end do
886   else ! high resolution -> smaller time steps
      dd=max(1,nint(dt_crc1/(dxlat(k)/10.0/1.))); dtdff2=dt_crc1/dd
      time2=max(1,nint(float(dt_crc1)/float(dtdff2)))
      ccx2=dtdff2/dxlat(k)/2
      T1h=T1(:,k)
891   do tt2=1, time2 ! additional time loop
      do j=1, xdim ! longitudinal
        jm1=j-1; if (jm1 == 0) jm1=xdim
        jp1=j+1; if (jp1 > xdim) jp1=1
        jm2=j-2; if (jm2 < 1) jm2=xdim+jm2
896        jp2=j+2; if (jp2 > xdim) jp2=jp2-xdim
        jm3=j-3; if (jm3 < 1) jm3=xdim+jm3
        jp3=j+3; if (jp3 > xdim) jp3=jp3-xdim
        if (uclim(j,k,ityr) >= 0.) then
          dTxh(j)=-uclim(j,k,ityr)*ccx2*( 10*(T1h(j) - T1h(jm1) ) &
901                                     +4*(T1h(jm1) - T1h(jm2) ) &
&                                     +1*(T1h(jm2) - T1h(jm3) ) )/20.
          else
            dTxh(j)= uclim(j,k,ityr)*ccx2*( 10*(T1h(j) - T1h(jp1) ) &
906 &                                     +4*(T1h(jp1) - T1h(jp2) ) &
&                                     +1*(T1h(jp2) - T1h(jp3) ) )/20.
          end if
        end do ! longitudinal
        where(dTxh .le. -T1h) dTxh = -0.9*T1h ! no negative q; numerical
          stability
        Th=T1h+dTxh; T1h=Th
911   end do ! additional time loop
      dTx(:,k)=Th-T1(:,k)
    end if
  end do ! y-loop
  dX_advec=dTx+dTy;
916
end subroutine advection

!+++++
subroutine co2_level(it, year, CO2)
921 !+++++

  USE mo_numerics, ONLY: ndays_yr, ndt_days
  USE mo_physics, ONLY: log_proc

926   integer :: year

  if( log_proc(12) .eq. 1 ) CO2 = 680.
  if( log_proc(12) .eq. 3 ) CO2 = 170.
  if( log_proc(12) .eq. 2 ) then
931    CO2_1950=310.
    CO2_2000=370.
    CO2_2050=520.
    if (year <= 2000) CO2=CO2_1950 + 60./50.*float(year-1950)
    if (year > 2000 .and. year <= 2050) CO2=CO2_2000 + 150./50.*float(year-2000)
936    if (year > 2050 .and. year <= 2100) CO2=CO2_2050 + 180./50.*float(year-2050)
  end if

end subroutine co2_level

941 !+++++
subroutine diagnostics(it, year, CO2, ts0, ta0, to0, q0, albedo, sw, lw_surf, q_lat,
  q_sens)
!+++++
! diagnostics plots

946   USE mo_numerics, ONLY: ndays_yr, xdim, ydim, ipx, ipy, ndt_days, nstep_yr
  USE mo_physics, ONLY: ityr, TF_correct, qF_correct, cap_surf, Tclim
  use mo_diagnostics

```

```

! declare temporary fields
951  real, dimension(xdim,ydim) :: Ts0, Ta0, To0, q0, sw, albedo, Q_sens, Q_lat, LW_surf
    integer :: year

    100 format( I6.2, 3F9.2, F7.2, E12.4, 1F9.2)
    103 format( '%_main_loop:', I6.2, 1F7.1, 9F7.2, F9.5, 2F8.2)

956  xnetheat=sw(ipx,ipy)+Q_sens(ipx,ipy)+Q_lat(ipx,ipy)+LW_surf(ipx,ipy)

! diagnostics: annual means
tsmn=tsmn+Ts0; tamn=tamn+ta0; tomn=tomn+to0; qmn=qmn+q0; amn=amn+albedo
961  swmn=swmn+sw; lwmn=lwmn+LW_surf; qlatmn=qlatmn+q_lat; qsensmn=qsensmn+Q_sens;
    ftmn=ftmn+TF_correct(:, :, ityr); fqmn=fqmn+qF_correct(:, :, ityr);
    if ( ityr == nstep_yr ) then
        tsmn = tsmn/nstep_yr;      tamn = tamn/nstep_yr;      tomn = tomn/nstep_yr;
        qmn  = qmn/nstep_yr;
966  amn  = amn/nstep_yr;      swmn = swmn/nstep_yr;      lwmn = lwmn/nstep_yr;
        qlatmn = qlatmn/nstep_yr; qsensmn = qsensmn/nstep_yr; ftmn = ftmn/nstep_yr;
        fqmn  = fqmn/nstep_yr;

!      print 103, it/nstep_yr, year, CO2, tsmn(ipx,ipy)-273.15, tamn(ipx,ipy)-273.15, &
971  !&      tomn(ipx,ipy)-273.15, swmn(ipx,ipy), lwmn(ipx,ipy), qlatmn(ipx,ipy), &
!&      qsensmn(ipx,ipy), ftmn(ipx,ipy), fqmn(ipx,ipy), qmn(ipx,ipy), amn(ipx,
        ipy)
        print *, year, sum(tsmn)/(96*48)-273.15, tsmn(48,24+3)-273.15, tsmn(16,24+14)
            -273.15, swmn(3,38)
        tsmn=0.; tamn=0.; qmn=0.; amn=0.; swmn=0.; tomn=0. ! reset annual mean values
        lwmn=0.; qlatmn=0.; qsensmn=0.; ftmn=0.; fqmn=0.; ! reset annual mean values
976  end if

end subroutine diagnostics

981  !+++++
subroutine output(it, iunit, irec, mon, ts0, ta0, to0, q0, albedo, year)
!+++++
!      write output

986  use mo_numerics,      ONLY: xdim, ydim, jday_mon, ndt_days
    use mo_physics,      ONLY: jday
    use mo_diagnostics,  ONLY: Tmm, Tamm, Tomm, qmm, apmm, DJF, DJFT, &
&      DJFTa, DJFTo, DJFq, DJFap, QUAT, QUATa, &
&      QUATo, QUAAq, QUAAp, QUA, WAI

991  ! declare temporary fields
    real, dimension(xdim,ydim) :: Ts0, Ta0, To0, q0, albedo, TAM, TaAM, ToAM, qAM, apAM

    integer :: year, nyr

996  if (iunit == 0) return ! no output

! test output each time step
itest=0

1001  if ( itest==1 ) then
!      print*, 'write ', irec, , mon
        irec=irec+1; write(iunit, rec=irec) ts0
        irec=irec+1; write(iunit, rec=irec) q0
1006  end if

! diagnostics: monthly means
Tmm=Tmm+Ts0; Tamm=Tamm+ta0; Tomm=Tomm+to0; qmm=qmm+q0; apmm=apmm+albedo

1011  if (      jday == sum(jday_mon(1:mon))      &
&      .and. it/float(ndt_days) == nint(it/float(ndt_days)) &
&      .and. itest == 0 ) then

```

```
ndm=jday_mon(mon)*ndt_days
```

```

1016  if (WAI == 3) then          ! Scenario Run: seasonal & centural data
      nyr = 100                  ! writes data every 'nyr' years
      if ((mon == 12 .and. mod(year,nyr) == 8) .or. ((mon == 1 .or. mon == 2) &
&      .and. mod(year,nyr) == 9)) then
          DJFT = DJFT + Tmm/ndm
1021      DJFTa = DJFTa + Tamm/ndm
          DJFTo = DJFTo + Tomm/ndm
          DJFq = DJFq + qmm/ndm
          DJFap = DJFap + apmm/ndm
          DJF = DJF + 1
1026
          if (DJF == 3) then      ! Winterdata (DJF) complete
              print*, 'schreibe_WINTER_Daten.im_year', year
              irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) DJFT/3.
              irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) DJFTa/3.
1031      irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) DJFTo/3.
              irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) DJFq/3.
              irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) DJFap/3.
              TAM=DJFT/3.; TaAM=DJFTa/3.; ToAM=DJFTo/3.; qAM=DJFq/3.; apAM=DJFap/3.
              DJF = 0; DJFT = 0.; DJFTa = 0.; DJFTo = 0.; DJFq = 0.; DJFap = 0.
1036      end if

          else if (mod(year,nyr) .eq. 9 .and. mon .ne. 12) then
              QUAT = QUAT + Tmm/ndm
              QUATa = QUATa + Tamm/ndm
1041      QUATo = QUATo + Tomm/ndm
              QUAAq = QUAAq + qmm/ndm
              QUAAp = QUAAp + apmm/ndm
              QUA = QUA + 1

1046      if (QUA == 3) then      ! qartal Data complete => write!
          print*, 'schreibe_weitere_Quartalsdaten.im_year', year, QUAT(1,24)/3.-273.15, '
              GuiBa'
              irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) QUAT/3.
              irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) QUATa/3.
              irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) QUATo/3.
1051      irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) QUAAq/3.
              irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) QUAAp/3.
              TAM=TAM+QUAT/3.; TaAM=TaAM+QUATa/3.; ToAM=ToAM+QUATo/3.; qAM=qAM+QUAAq/3.; apAM=
              =apAM+QUAAp/3.
              QUA = 0; QUAT = 0.; QUATa = 0.; QUATo = 0.; QUAAq = 0.; QUAAp = 0.

1056      if (mon .eq. 11) then    ! Annual mean data (as written as 5. season)
          irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) TAM/4.
          irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) TaAM/4.
          irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) ToAM/4.
          irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) qAM/4.
1061      irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) apAM/4.
          TAM=0.; TaAM=0.; ToAM=0.; qAM=0.; apAM=0.
          end if
      end if

1066  end if

      end if

      else if (WAI == 2) then      ! monthly & annual data
          irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) Tmm/ndm
1071      irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) Tamm/ndm
          irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) Tomm/ndm
          irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) qmm/ndm
          irec=irec+1; write(iunit,rec=irec) apmm/ndm
      end if
1076
      Tmm=0.; Tamm=0.; Tomm=0.; qmm=0.; apmm=0.;
      mon=mon+1; if (mon==13) mon=1

```

---

```
      end if  
1081 end subroutine output
```

### A.3. Fortran-Code, Shell.f90

```

program    time_ex

4    USE mo_numerics
    USE mo_physics

! declare output fields
    real, dimension(xdim,ydim,ndays_yr) :: Tc1, Ta1, q1, ap1
9    real, dimension(xdim,ydim,ndays_yr) :: Tc2, Ta2, q2, ap2

! declare fields
    real, dimension(xdim,ydim)           :: qs, qr, tclim2
    real, dimension(xdim,ydim,ndays_yr) :: qread
14   real, dimension(ydim,ndays_yr)      :: swread, sw2read, sw3read

    integer, dimension(ndays_yr) :: t = (/ (i,i=1,ndays_yr)/) ! jday index

100 FORMAT('climate: ',F9.2, 5E12.4)

19   print*, '%_start_climate_shell'

    ipx=46; ipy=24+2 ! troppac                (T31)

24   print*, '%_diagnostc_point_lat/lon: ', 3.75*ipy-90, 3.75*ipx

    open(10, file=' / gfs / work-imk5 / smomw141 / research / namelist')
    open(11, file=' tclim ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*xdim*ydim)
29   open(12, file=' qclim ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*xdim*ydim)
    open(13, file=' ztopo ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*xdim*ydim)
    open(14, file=' moist ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*xdim*ydim)
    open(15, file=' solar ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*ydim*ndays_yr)
    open(16, file=' uwind ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*xdim*ydim)
34   open(17, file=' vwind ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*xdim*ydim)
    open(18, file=' mldclim ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*xdim*ydim)
    open(19, file=' cloud ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*xdim*ydim)
    open(20, file=' glaci ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*xdim*ydim)
    open(21, file=' pmi ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*ydim*ndays_yr)
        ! paleo mean ins.
39   open(22, file=' pmp2eof1 ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*ydim*ndays_yr)
        ! pm + 2x eof 1
    open(23, file=' pmm2eof1 ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*ydim*ndays_yr)
        ! pm - 2x eof 1
    open(24, file=' sopal ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*3001*ydim*ndays_yr)
        ) ! Paleo Array
    open(25, file=' eof ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*3*ndays_yr*ydim)
        ! 3 Main EOFs
    open(26, file=' pc ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*3001*3)
        ! 3 PCs
44   open(40, file=' wfrfc ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*400*ydim*ndays_yr)
        ! white noise
    open(41, file=' rfrfc ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*400*ydim*ndays_yr)
        ! red noise
    open(42, file=' seasono ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*400*ydim*
        ndays_yr) ! seaso noise
    open(43, file=' faktorfrfc ', ACCESS='DIRECT', FORM='UNFORMATTED', RECL=ireal*400*ydim*
        ndays_yr) ! solar noise

49   ! read namelist
    read(10, numerics)
    read(10, physics)

! read fix data
54   read(13, rec=1) z_topo

```

```

      where (z_topo < 0.) z_topo = -0.1
      read(20,rec=1) glacier

      read(24,rec=1) swtmp
59      swread = swtmp(1, :, :)

      ! NOISE Experiments
      if (log_exp .eq. 673) then          ! white noise
        read(40,rec=1) noise
64      else if (log_exp .eq. 674) then    ! red noise
        read(41,rec=1) noise
      else if (log_exp .eq. 675) then      ! seaso noise
        read(42,rec=1) noise
      else if (log_exp .eq. 676) then      ! solar noise
69      read(43,rec=1) noise
      end if

      if (log_exp .eq. 666) read(21,rec=1) sw2read ! paleo mean ins.
      if (log_exp .eq. 667) read(22,rec=1) sw2read ! pm + 2x eof 1
74      if (log_exp .eq. 668) read(23,rec=1) sw2read ! pm - 2x eof 1
      if (log_exp .eq. 669) then          ! EOF1 Insolation
        read(21,rec=1) sw2read
        read(22,rec=1) sw3read
        sw3read=(sw3read-sw2read)/2.
79      else if (log_exp .eq. 670 .or. log_exp .eq. 671) then ! for EOF Reconstruction
        read(21,rec=1) sw2read
        read(25,rec=1) swpaleof
        read(26,rec=1) swpalpc
      else if (log_exp >= 10000 .and. log_exp <= 13000) then
84      sw2read = swtmp(log_exp - 10000 + 1, :, :) ! diskret Insolation of x kyr BP
      end if

      ! interpo SW on time steps
      do n=1,nstep_yr;
89      jday = mod((n-1)/ndt_days, ndays_yr)+1
        sw_solar(:,n) = swread(:,jday)
        sw_solar2(:,n) = sw2read(:,jday)
        if (log_exp .eq. 669) sw_solar3(:,n) = sw3read(:,jday)
      end do
94

      ! read daily climate
      do n=1,ndays_yr
        read(12,rec=n) qread(:, :, n)
      end do
99      do n=1,nstep_yr
        id = (n+1)/2
        qclim(:, :, n) = qread(:, :, id)
        if (mod(n,2) == 1 .and. n > 1) qclim(:, :, n) = (qread(:, :, id)+qread(:, :, id-1))/2
        if (mod(n,2) == 1 .and. n == 1) qclim(:, :, n) = (qread(:, :, id)+qread(:, :, ndays_yr))/2
104      end do

      ! read 730 timesteps climate
      do n=1,nstep_yr
        read(11,rec=n) tclim(:, :, n)
109      tclim2 = tclim(:, :, n)
        ! SST -BIAS exp. with unchanged rel. humidity
        if (log_exp .eq. 22 .or. log_exp .eq. 21 .or. log_exp .eq. 20 .or. log_exp .eq.
          201) then
          qs = 3.75e-3*exp(17.08085*(Tclim2-273.15)/(Tclim2-273.15+234.175))
          qr = qclim(:, :, n)/qs
114          qs = 3.75e-3*exp(17.08085*(Tclim(:, :, n)-273.15)/(Tclim(:, :, n)-273.15+234.175))
          qclim(:, :, n)=qr*qs
        end if

        ! correct water vapor
119      qs = 3.75e-3*exp(17.08085*(Tclim(:, :, n)-273.15)/(Tclim(:, :, n)-273.15+234.175))

```

```

      where (qclim(:, :, n) <= 0.20*exp(-z_topo/4000.)*qs) qclim(:, :, n) = 0.20*exp(-z_topo
        /4000.)*qs
      where (qclim(:, :, n) >= 0.95*exp(-z_topo/4000.)*qs) qclim(:, :, n) = 0.95*exp(-z_topo
        /4000.)*qs
      if (log_exp .eq. 1 .or. log_exp .eq. 2 .or. log_exp .eq. 5 .or. log_exp .eq. 51)
        &
124      if (log_exp .eq. 52 .or. log_exp .eq. 202 .or. log_exp .eq. 501) qclim(:, :, n) =
        0.0052
      read(14, rec=1) swetclim(:, :, n)

! correct for inconsistency with z_topo
      where(z_topo < 0. .and. swetclim(:, :, n) < 1.0) swetclim(:, :, n) = 1.0
129      read(16, rec=n) uclim(:, :, n)
      read(17, rec=n) vclim(:, :, n)
      read(18, rec=n) mldclim(:, :, n)
      where(mldclim(:, :, n) < 10.0) mldclim(:, :, n) = 10.0
      where(mldclim(:, :, n) > 500.0) mldclim(:, :, n) = 500.0
134
! cloud model
      read(19, rec=n) cldclim(:, :, n)
      where(cldclim(:, :, n) < 0.0) cldclim(:, :, n) = 0.0
      where(cldclim(:, :, n) > 100.0) cldclim(:, :, n) = 100.0
139      end do
      cldclim=0.01*cldclim

! define deep ocean temp. as min of Tsurf but > 3.0 Celcius
      do i=1,xdim; do j=1,ydim
144      Toclim(i, j, :) = minval(Tclim(i, j, :))
      end do; end do
      where (Toclim(:, :, 1) - 273.15 < -1.7) Toclim(:, :, 1) = -1.7 + 273.15

      do i=1,xdim; do j=1,ydim
149      Toclim(i, j, :) = Toclim(i, j, 1)
      end do; end do
      print*, '%_time_flux/control/scenario:_', time_flux, time_ctrl, time_scnr

! MODELCALL:
154      call climate

      END

```

## A.4. k-Shell: start.com

```

#!/bin/ksh
#####          compile
rm -f *.mod *.x
4  sxf90 -Chopt greb.model.f90 greb.shell.f90 -o model.SX.x
#####          submit to queue
echo 'qsub_'
qsub ./newstart.com
exit

```

## A.5. k-Shell: newstart.com

```

#!/bin/ksh
2
#PBS -q smallque          # specify queue (express)
#PBS -l cpunum.prc=1      # number of processors per node
#PBS -l cputim_job=09:59:00
#PBS -b 1                 # number of nodes
7  #PBS -N rlvosto2        # job name
#PBS -M trickert@ifm-geomar.de # your e-mail address for error messages etc
#PBS -l rlg0cap_job=0     # diese Zeile muss immer sein!

```



```

#PBS -l memsz_job=5gb          # memory per job
#PBS -j o                      # join err and out to out
12 #PBS -T mpisx
#PBS -l elapstim_req=09:59:00 # new sx9
#PBS -l cpunum_job=1          # new sx9

export F_UFMTENDIAN
      =10,11,12,13,14,15,16,17,18,19,20,21,22,23,24,25,26,31,32,33,34,35,40,41,42,43
17 #####86400
#
# VERSION FOR NEC-SX6 NQS II
integer NCPUS
22 integer NODES
integer mpi_per_node
integer i
#
set -ex
#
27 NODES=1
mpi_per_node=1
NCPUS=NODES*mpi_per_node
#
32 hostname
#
#####
#
F_ERRCNT=0
37 export F_ERRCNT
#
date
MDIR=' / gfs / work-imk5 / smomw141 / research '
IDIR=' / gfs / work-imk5 / smomw141 / input '
42 ODIR=$MDIR / output '

#####
#EXP      2xCO2 NO DEEP OCEAN
#####
47 #
OUTFILE=' vostok .1Ma'

echo ' .....Run_experiment:~' $OUTFILE
echo ' #####'

52 TIME_CTRL=5
TIME_SCNR=1000000

57 #      NAMELIST
cat > / gfs / work-imk5 / smomw141 / research / namelist <<EOF2
&NUMERICS
time_flux=3
time_ctrl=$TIME_CTRL
62 time_scnr=$TIME_SCNR
/
&PHYSICS

log_proc(14)=1      ! run from start=1, restart=0
67 !log_proc(10)=0    ! no albedo (Ts)
!log_proc(11)=0     ! no seaice
!log_proc(8)=0      ! no vapor
!log_proc(3)=0      ! no vapor
log_exp = 672       ! vostok series
72 /
EOF2

#run model!

```

```
77  date
    $MDIR/model.SX.x

    if [ -f $MDIR/fettig ]
    then
82  # terminating
    mv $MDIR/control ${ODIR}/${OUTFILE}.control.gad
    mv $MDIR/scenario ${ODIR}/${OUTFILE}.scenario.gad

    else
87  # restarting
    echo '2nd_or_higher_qsub'
    date
    qsub $MDIR/restart.com
    fi
92  exit
```

## B. Literatur

- ACIA (2005): *Arctic Climate Impact Assessment*. Cambridge University Press, 1042p.
- ADHEMAR JF (1842): *Les Revolutions de la Mer, Deluges periodiques*. Paris.
- ALLEN PA, JL ETIENNE (2008): Sedimentary challenge to Snowball Earth. *Nature Geosci.* **1**: 817 - 825.
- BARSUGLI JJ, DS BATTISTI (1998): The basic effects of atmosphere-ocean thermal coupling on midlatitude variability. *J. Atmos. Sci.*, **55** (4): 477-493.
- BERGER A (1978): Long-term variations of daily insolation and Quaternary climatic changes. *J. Atmos. Sci.*, **35** (12): 2362-2367.
- BERGER A, MF LOUTRE (1991): Insolation values for the climate of the last 10 million years. *Quat. Sci. Rev.*, **10** (4): 297-317.
- BRETHERTON CS, M WIDMANN, VP DYMNIKOV, JM WALLACE, I BLADÉ (1999): The Effective Number of Spatial Degrees of Freedom of a Time-Varying Field. *J. Clim.*, **12** (7): 1999
- BUCKLAND W (1823): *Reliquiae diluvianae; or, observations on the organic remains contained in caves, fissures, and diluvial gravel and on other geological phenomena attestin the action of an universal deluge*. John Murray, London.
- CESS RD, GL POTTER, JP BLANCHET, GJ BOER, ADD GENIO, M DEQUE, V DYMNIKOV, V GALIN, WL GATES, SJ GHAN, JT KIEHL, AA LACIS, H LE TREUT, ZX LI, XZ LIANG, BJ MCAVANEY, VP MELESHKO, JFB MITCHELL, JJ MORCRETTE, DA RANDALL, L RIKUS, E ROECKNER, JF ROER, U SCHLESE, DA SHEININ, A SLINGO, AP SOKOLOV, KE TAYLOR, WM WASHINGTON, RT WETHERALD, I YAGAI, MH ZHANG (1990): Intercomparison and interpretation of climate feedback processes in 19 atmospheric general circulation models. *J. Geophys. Res.*, **95**: 16601-16615.
- CLARK PU, AC MIX (2002): Ice sheets and sea level of the Last Glacial Maximum. *Quat. Sci. Rev.*, **21** (1-3), ISSN 0277-3791.
- CLAUSSEN M, LA MYSAK, AJ WEAVER, M CRUCIFIX, T FICHEFET, MF LOUTRE, SL WEBER, J ALCAMO, VA ALEXEEV, A BERGER, R CALOV, A GANOPOLSKI, H GOOSSE, G LOHMANN, F LUNKEIT, II MOKHOV, V PETOUKHOV, P STONE, Z WANG (2002): Earth system models of intermediate complexity: closing the gap in the spectrum of climate system models. *Clim. Dyn.*, **18**: 579-586, Springer-Verlag.
- CLAUSSEN M (2005): *Table of EMICs* (<http://www.pik-potsdam.de/emics/toe.05-06-07.pdf>, Zugriff am 04. 08. 2010)
- CROLL J (1875) in: *Climate and Time in their Geological Relations: A Theory of Secular Changes of the Earth's Climate* (Fourth edition.), p. 577, London.
- DOMMENGET D (2008): An Introduction to Statistical Analysis in Climate Research - a script for the statistic lecture.
- DOMMENGET D, J FLÖTER (2010): Conceptual Understanding of Climate Change with a Globally Resolved Energy Balance Model. *Clim. Dyn.*, eingereicht.
- EHLERS J (1994): *Allgemeine und historische Quartärgeologie*. 358 S., Stuttgart, ISBN 3-432-25911-5.

- EHLERS J, PL GIBBARD (2007): The extent and chronology of Cenozoic global glaciation. *Quat. Intern.*, **164-165**: 6-20.
- EPICA COMMUNITY MEMBERS (2004): Eight glacial cycles from an Antarctic ice core. *Nature*, **429** (6992): 623-628.
- FRAKES LA, JE FRANCISM, JI SYKTUS (1992): *Climate Modes of the Phanerozoic*. Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- GAL-CHEN T, SH SCHNEIDER (1975): Energy Balance climate modellig: comparison of radiative and dynamic feedback mechanisms. *Tellus*
- GANOPOLSKI A, S RAHMSTORF, V PETOUKHOV, M CLAUSSEN (1998): Simulation of modern and glacial climates with a coupled model of intermediate complexity. *Nature*, **391**: 351-356.
- GEIGER, R (1944): Über die Beziehungen des fallenden Niederschlags zur Lufttemperatur. *Meteor. Zeitschr.*, **61**.
- GHIL M (1994): Cryothermodynamics: the chaotic dynamics of paleoclimate. *Physica D* **77** (1-3): 130-159.
- GILDOR H, E TZIPERMAN (2000): Sea ice as the glacial cycles' climate switch: Role of seasonal and orbital forcing. *Paleoceanography* **15** (6): 605-615.
- GOODE PR, J QIU, V YURCHYSHYN, J HICKEY, MCCHU, E KOLBE, CT BROWN, SE KOONIN (2001): Earthshine Observations of the Earth's Reflectance. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, (9): 1671-4.
- GRADSTEIN FM, JG OGG, AG SMITH, W BLEEKER, LJ LOURENS (2004): A new Geologic Time Scale, with special reference to Precambrian and Neogene. *Episodes*, **27** (2): 83-100.
- GULAMALI MY, TM LENTON, A YOOL, AR PRICE, RJ MARSH, NR EDWARDS, PJ VALDES, JL WASON, SJ COX, M KRZNARIC, S NEWHOUSE, J DARLINGTON (2003): GENIE: Delivering e-Science to the environmental scientist. In: *EPSRC: e-Science All Hands Meeting 2003*, Nottingham, 145-152.
- HALL A, S MANABE (1999): The role of water vapor feedback in unperturbed climate variability and global warming. *J. Clim.*, **12**: 2327-2346.
- HAUG GH, A GANOPOLSKI, DM SIGMAN, A ROSELL-MELE, GEA SWANN, R TIEDEMANN, SL JACCARD, J BOLLMANN, MA MASLIN, MJ LENG, G EGLINTON (2005): North Pacific seasonality and the glaciation of North America 2.7 million years ago. *Nature*, **433**: 821-825.
- HAYS JD, J IMBRIE, NJ SHACKLETON (1976): Variations in the Earth's orbit: pacemaker of the ice ages. *Science*, **194**: 1121-1132.
- HELD IM, BJ SODEN (2000): Water vapor feedback and global warming. *Ann. Rev. Energy Env.*, **25**: 441-475.
- HOFFMAN PF, AJ KAUFMAN, GP HALVERSON, DP SCHRAG (1998): A Neoproterozoic snowball Earth. *Science*, **281** (5381): 1342-1346.
- HOFFMAN PF, DP SCHRAG (2002): The Snowball Earth hypothesis: Testing the limits of global change. *Terra Nova*, **14**: 129-155.
- HOHL, R (1985): *Die Entwicklungsgeschichte der Erde*. 6. Auflage, Werner Dausien Verlag, Hanau, 703 S. ISBN 3-768-46526-8, S. 410ff.
- HUYBERS P, I EISENMAN (2006): Integrated summer insolation calculations. *NOAA/NCDC Paleoclimatology Program Data Contribution*, 2006-079.
- HYDE WT, JC THOMAS, KS BAUM, WR PELTIER (2000): Neoproterozoic 'snowball Earth' simulations with a coupled climate/ice-sheet model. *Nature*, **405**: 425-429.

- IMBRIE J (1982): Astronomical Theory of the Pleistocene Ice Age - a Brief Historical Review. *Icarus*, **50** (2-3): 408-422.
- IMBRIE J, KP IMBRIE (1979): *Ice Ages: Solving the Mystery*. 224 pp., Macmillan, London. ISBN 0 333 26767 2.
- IPCC (2007): *Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. [S Solomon, D Qin, M Manning, Z Chen, M Marquis, KB Averyt, M Tignor, HL Miller (Hrsg.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom und New York, NY, USA, 996 pp.
- IRBY-MASSIE GL, PT KEYSER (2002): Greek science of the Hellenistic era: a sourcebook. Routledge, London.
- KENNETT, JP (1977): Cenocoic Evolution of Antarctic Glaciation, the Circum-Antarktic Ocean, and Their Impact on Global Paleoceanography. *J. Geophys. Res.*, **82**: 3843-60.
- KIRSCHVINK JL (1992): Late Proterozoic low-latitude glaciation: the snowball Earth. In: Schopf JW, Klein C (Hrsg): *The Proterozoic Biosphere*, pp. 51-52, Cambridge University Press, Cambridge.
- KÖPPEN SW, A WEGENER (1924): *Die Klimate der geologischen Vorzeit*. Verlag Bornträger. Berlin.
- KÜSTER HJ (2002): *Die Ostsee, Eine Natur- und Kulturgeschichte*. ISBN 3-406-49362-9
- KUTZBACH J, R GALLIMORE, S HARRISON, P BEHLING, R SELIN, F LAARIF (1998): Climate and biome simulations for the past 21,000 years. *Quat. Sci. Rev.*, **17** (6-7): 473-506.
- LISIECKI LE, ME RAYMO (2005): A Pliocene-Pleistocene stack of 57 globally distributed benthic  $\delta^{18}\text{O}$  records. *Paleoceanography*, **20**: 1003.
- LITT T, KE BEHRE, KD MEYER, HJ STEPHAN, S WANSA (2007): Stratigraphische Begriffe für das Quartär des norddeutschen Vereisungsgebietes. In: Litt T (Hrsg.): *Stratigraphie von Deutschland - Quartär. Special issue. Eiszeitalter und Gegenwart. Quat. Sci. J.*, **56**, (1): 7-65.
- LOUTRE MF, D PAILLARD, F VIMEUX, E CORTIJO (2004): Does mean annual insolation have the potential to change the climate? *Earth and Planetary Sci. Lett.*, **221** (1-4): 1-14.
- MANABE S, RJ STOUFFER, MJ SPELMAN, K BRYAN (1991): Transient Responses of a Coupled Ocean Atmosphere Model to Gradual Changes of Atmospheric  $\text{CO}_2$ , - 1. Annual Mean Response. *J. Clim.*, **4**: 785-818.
- MARTIN GM, MA RINGER, VD POPE, A JONES, C DEARDEN, TJ HINTON (2006): The Physical Properties of the Atmosphere in the New Hadley Centre Global Environmental Model (HadGEM1). Part I: Model Description and Global Climatology. *J. Clim.*, **19**: 1274-1301.
- MEEHL GA, C COVEY, T DELWORTH, M LATIF, B MCAVANEY, JFB MITCHELL, RJ STOUFFER, KE TAYLOR (2007): The WCRP CMIP3 multimodel dataset - A new era in climate change research. *Bull. Am. Met. Soc.*, **88**: 1383-+.
- MILANKOVITCH M (1930): Mathematische Klimalehre und astronomische Theorie der Klimaschwankungen. In: Köppen, W, R Geiger (Hrsg.): *Handbuch der Klimatologie, Bd. 1: Allgemeine Klimalehre*. Gebrüder Borntraeger, Berlin.
- MILANKOVITCH M (1941): Kanon der Erdbestrahlung und seine Anwendung auf des Eiszeitenproblem. *R. Serbian Acad. Spec. Publ.* **132**, Sect. Math. Nat. Sci. 33, Beograd, 484 pp.
- MULLER RA, GJ MACDONALD (1997): Glacial cycles and astronomical forcing. *Science*, **277** (5323): 215-218.
- MULLER RA, GJ MACDONALD (2000): *Ice Ages and Astronomical Causes*. Springer Verlag, London.
- MURAWSKI H, W MEYER (2004): *Geologisches Wörterbuch*. Spektrum Akademischer Verlag, 11. Auflage, 262 S. ISBN 3-8274-1445-8.

- NORTH GR (1975): Theory of energy balance climate models. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **32**, 11, 2033.
- NORTH GR (1988): *Lessons from energy balance models. Physically-based modelling and simulation of climate and climatic change - Part II*. Schlesinger ME (Hrsg.), Kluwer Academic Publishers.
- NORTH GR, RF CAHALAN, JA COAKLEY JR. (1981): Energy Balance climate models. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **19** (1): 91-121.
- PAILLARD D (2001): Glacial cycles: Toward a new paradigm. *Rev. Geophys.*, **39**, (3): 325-346.
- PENCK A (1882): *Die Vergletscherung der deutschen Alpen*. Leipzig.
- PETIT JR, J JOUZEL, D RAYNAUD, NI BARKOV, JM BARNOLA, I BASILE, M BENDER, J CHAPPELLAZ, M DAVIS, G DELAYGUE, M DELMOTTE, VM KOTLYAKOV, M LEGRAND, VY LIPENKOV, C LORIUS, L PEPIN, C RITZ, E SALTZMAN, M STIEVENARD (1999): Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica. *Nature*, **399** (6735): 429-436.
- PETOUKHOV V, A GANOPOLSKI, V BROVKIN, M CLAUSSEN, A ELISEEV, C KUBATZKI, S RAHMSTORF (2000): CLIMBER-2: a climate system model of intermediate complexity. Part I: model description and performance for present climate. *Clim. Dyn.*, **16** (1): 1-1
- POST K (2005): A Weichselian marine mammal assemblage from the southern North Sea. *DEINSEA* **11**:21-27.
- QUINN TR, S TREMAINE, M DUNCAN (1991): A Three Million Year Integration of the Earth's Orbit. *Astron. J.*, **101**: 2287-2305.
- RIDGWELL AJ, AJ WATSON, ME RAYMO (1999): Is the spectral signature of the 100 kyr glacial cycle consistent with a Milankovitch origin? *Paleoceanography*, **14** (4): 437-440.
- RIO D, R SPROVIERI, D CASTRADORI, E DI STEFANO (1998): The Gelasian Stage (Upper Pliocene): A new unit of the global standard chronostratigraphic scale. *Episodes*, **21** (2): 82-87.
- ROE G (2006): In defense of Milankovitch. *Geophys. Res. Lett.*, **33**: L24703.
- ROECKNER E, G BÄUML, L BONAVENTURA, R BROKOPF, M ESCH, M GIORGETTA, S HAGEMANN, I KIRCHNER, L KORNBLUEH, E MANZINI, A RHODIN, U SCHLESE, U SCHULZWEIDA, A TOMPKINS (2003): The atmospheric general circulation model ECHAM 5. PART I: Model description. *MPI-Report*, **349**: 127pp.
- RUDDIMAN WF (2001): *Earth's Climate. Past and Future*. WH Freeman, New York, 465pp.
- RUDDIMAN WF, A MCINTYRE (1981): Oceanic Mechanisms for Amplification of the 23,000-Year Ice-Volume Cycle. *Science*, **212** (4495): 617-627.
- RUDDIMAN WF, M RAYMO, A MCINTYRE (1986): Matuyama 41,000-year cycles: North Atlantic Ocean and northern hemisphere ice sheets. *Earth and Planetary Sci. Lett.*, **80** (1-2): 117-129, ISSN 0012-821X.
- RUDDIMAN WF, ME RAYMO, HH LAMB JT ANDREWS (1988): Northern Hemisphere Climate Regimes During the Past 3 Ma: Possible Tectonic Connections [and Discussion]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series B. *Biol. Sci.*, **318**, (1191), The Past Three Million Years: Evolution of Climatic Variability in the North Atlantic Region, pp. 411-430
- SCHNEIDER EK, BP KIRTMAN RS LINDZEN (1999): Tropospheric water vapor and climate sensitivity. *J. Atm. Sci.*, **36**: 1649-1658.
- SELLERS WD (1969): A global climate model based on the energy balance of the earth-atmosphere system. *J. Appl. Met.*, **8**: 392.

- 
- STIRLING CH, TM ESAT, K LAMBECK, MT MCCULLOCH (1998): Timing and duration of the Last Interglacial: evidence for a restricted interval of widespread coral reef growth. *Earth and Planetary Sci. Lett.*, **160**, (3-4): 745-762.
- VEIZER J, D ALA, K AZMY, P BRUCKSCHEN, D BUHL, F BRUHN, GAF CARDEN, A DIENER, S EBNETH, Y GODDERIS, T JASPER, C KORTE, F PAWELLEK, O PODLAHA, H STRAUSS (1999):  $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ ,  $\delta^{13}\text{C}$  and  $\delta^{18}\text{O}$  evolution of Phanerozoic seawater. *Chem. Geol.*, **161**, 59-88.
- VEIZER J, Y GODDERIS, LM FRANCOIS (2000): Evidence for decoupling of atmospheric  $\text{CO}_2$  and global climate during the Phanerozoic eon. *Nature*, **408**: 698-701.
- WALKER M, S JOHNSON, SO RASMUSSEN, T POPP, JP STEFFENSEN, P GIBBARD, W HOEK, J LOWE, J ANDREWS, S BJÖRCK, LC CWYNAR, K HUGHEN, P KERSHAW, B KROMER, T LITT, DJ LOWE, T NAKAGAWA, R NEWNHAM, J SCHWANDER (2008): Formal definition and dating of the GSSP (Global Stratotype Section and Point) for the base of the Holocene using the Greenland NGRIP ice core, and selected auxiliary records. *J. Quat. Sci.*, **24** (1): 3-17
- WANG Z, LA MYSK (2001): Ice Sheet-thermohaline circulation interactions in a climate model of intermediate complexity. *J. Oc.*, **57**: 481-494.
- WISE SWJ, JR BREZA, DM HARWOOD, W WEI (1991): Paleogene glacial history of Antarctica. In: Müller DW, JA McKenzie, H Weissert (Hrsg.): *Controversies in Modern Geology: Evolution of Geological Theories in Sedimentology, Earth History and Tectonics*. Cambridge University Press, Cambridge, pp. 133-171.
- WUNSCH C (2004): Quantitative estimate of the Milankovitch-forced contribution to observed Quaternary climate change. *Quat. Sci. Rev.*, **23** (9-10): 1001-1012.
- ZACHOS J, M PAGANI, L SLOAN, E THOMAS, K BILLUPS (2001): Trends, rhythms, and aberrations in global climate 65 Ma to present. *Science*, **292**, 5517, 686-693.





## **Danksagung**

Bedanken möchte ich mich in erster Linie bei Dietmar Dommenget: Vom anderen Ende der Welt hat er grillenumzirpt mit fachlicher Unterstützung und konstruktiver Kritik diese Arbeit betreut und ermöglicht, - nur Opossums konnten ihn kurzzeitig von den Skypekonferenzen ablenken. Dank gebührt auch Tobias Bayr für seine stets nette und hilfreiche Gesellschaft unter dem Dach der alten Botanik. Bei Simone Knief (Rechenzentrum der Universität), Kai Grunau und Albert Jakobi (Institut für Meereswissenschaften) und bei Uta Krebs-Kanzow (Institut für Geowissenschaften) möchte ich mich für die geleistete, technische Unterstützung bedanken.

Des Weiteren danke ich auch den anderen Komilitonen, insbesondere Niko und Thomas, die mir den Wechsel nach Kiel leicht und das Hauptstudium zu einer schönen Zeit machten. Bei meinen Eltern bedanke ich mich für die Ermöglichung des Studiums, für Rückhalt und Zuversicht.

Herzlichen Dank!



**Erklärung**

Hiermit bestätige ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Ich versichere, dass diese Arbeit noch nicht zur Erlangung eines Diplomgrades an anderer Stelle vorgelegen hat.

Kiel, August 2010

(Tilman Rickert)